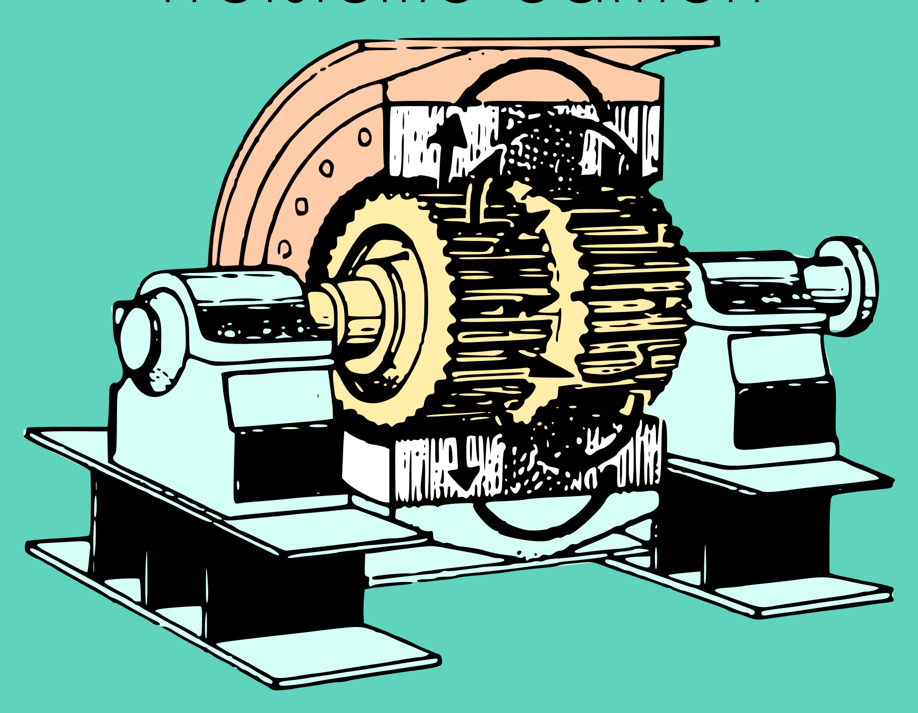
M. Kostenko, L. Piotrovski

MACHINES ÉLECTRIQUES

Tome II

Machines à Courant Alternatif

Troisième édition



Éditions Mir Moscou

М. П. КОСТЕНКО и Л. М. ПИОТРОВСКИЙ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

Часть вторая

МАШИНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЭНЕРГИЯ»

Москва Ленинград

M. Kostenko et L. Piotrovski

MACHINES ÉLECTRIQUES

Tome II

MACHINES À COURANT ALTERNATIF

Troisième édition

ÉDITIONS MIR·MOSCOU

TRADUIT DU RUSSE PAR
CH. BIR

На французском языке

Table des matières

PREMIÈRE PARTIE

GÉNÉRALITÉS SUR LES MACHINES À COURANT ALTERNATIF

DEUXIÈME PARTIE

MACHINES SYNCHRONES

TROISIÈME PARTIE

MACHINES ASYNCHRONES

QUATRIÈME PARTIE

MACHINES À COURANT ALTERNATIF À COLLECTEUR

Première partie

GÉNÉRALITÉS SUR LES MACHINES À COURANT ALTERNATIF

Chapitre premier

PRINCIPAUX TYPES DE MACHINES À COURANT ALTERNATIF ET LEUR ORGANISATION

1-1. Principaux types de machines à courant alternatif

Il existe deux types principaux de machines à courant alternatif: a) les machines synchrones et b) les machines asynchrones. Ces dernières à leur tour se divisent en machines sans collecteur et en machines à collecteur.

On appelle machine synchrone une machine dont la vitesse de rotation n est liée à la fréquence du réseau f par la relation:

$$f = pn \quad \text{ou} \quad n = \frac{f}{p}, \tag{1-1}$$

où p est le nombre de paires de pôles.

Une machine synchrone est excitée par le courant continu alimentant son enroulement d'excitation et provenant d'un réseau à courant continu ou d'une machine à courant continu spéciale appelée *excitatrice*. Mais les machines synchrones de faible puissance peuvent être à aimant permanent ou construites comme les machines synchrones dites «réactives», sans enroulement d'excitation.

On appelle machine asynchrone une machine dont la vitesse de rotation n pour la fréquence donnée f dépend de la charge et dans laquelle

$$f \neq pn. \tag{1-2}$$

Dans une machine asynchrone le champ magnétique est engendré par le courant alternatif provenant d'une source de courant alternatif.

Les machines synchrones et asynchrones sont réversibles et pour cette raison peuvent fonctionner en générateur et en moteur. Une machine synchrone est utilisée surtout comme génératrice de courant alternatif dans les centrales électriques mais elle est aussi largement utilisée comme moteur ainsi que comme compensateur synchrone qui en réalité est un moteur synchrone fonctionnant à vide (§ 13-9, page 325).

Les machines asynchrones, à la différence des machines synchrones, sont utilisées surtout comme moteurs.

1-2. Principe de fonctionnement d'une machine synchrone

Le principe fondamental de fonctionnement d'une machine synchrone est le même que celui d'une machine à courant continu sauf que dans une machine synchrone on n'a pas besoin de redresser la

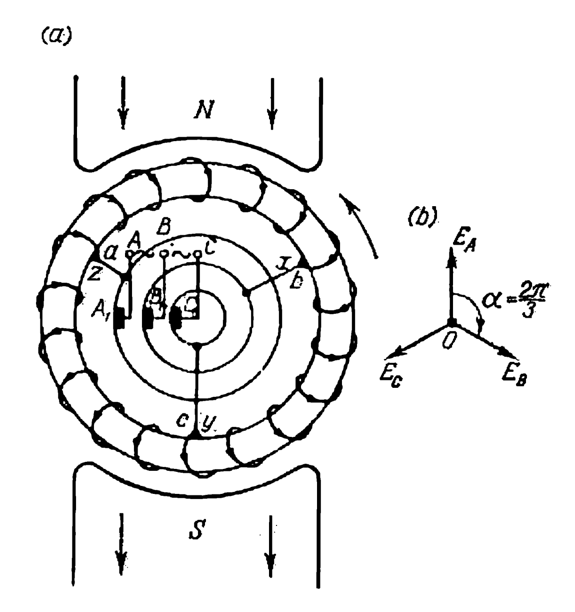


Fig. 1-1. Schéma de principe d'un alternateur synchrone triphasé.

F.É.M., variable dans le temps, qui est induite dans l'enroulement de l'induit pour la transformer en F.É.M. continue. Pour cette raison une machine synchrone n'a pas besoin de collecteur. La fig. 1-1, *a* représente le schéma d'une génératrice bipolaire à induit en anneau. Pour le transformer en schéma d'une génératrice triphasée synchrone sous sa forme la plus simple on choisira sur la circonférence de l'induit trois points *a* — *b* — *c*, décalés l'un par rapport

à l'autre d'un angle $\alpha = \frac{2\pi}{3}$, et après les avoir réunis aux trois bagues calées sur l'arbre, on les branchera au réseau à courant alternatif par le système de balais $A_1 - B_1 - C_1$ glissant sur ces bagues et les bornes $A - B - C$. Dans ce cas nous avons sur l'induit trois enroulements de phase $a - x$, $b - y$ et $c - z$ connectés en triangle.

Lorsque l'induit tourne dans un champ magnétique, les enroulements $a - x$, $b - y$ et $c - z$ sont le siège de F.É.M. E_A, E_B et E_C de fréquence $f = pn$ et déphasées l'une par rapport à l'autre d'un angle $\alpha = \frac{2\pi}{3}$ (fig. 1-1, *b*). Si la charge est répartie uniformément dans le réseau, la machine produit un système symétrique de courants triphasés I_A, I_B, I_C. Dans le cas général le courant dans l'enroulement de phase est déphasé par rapport à la F.É.M. de cet enroulement d'un certain angle φ déterminé par le genre de la charge. On peut montrer (pour plus de détail voir le chapitre IV) que ce système de courants engendre un champ magnétique dont l'onde fondamentale tourne par rapport à l'induit à la vitesse $n = \frac{f}{p}$ dans le sens opposé au sens de rotation de l'induit. Il en résulte que ce champ est immobile par rapport à celui des pôles et est en interaction constante avec ce dernier, ce qui est à la base du fonctionnement d'une machine synchrone. Dans le cas considéré l'énergie mécanique fournie à la machine est transformée en énergie électrique, c'est-à-dire que la machine fonctionne comme génératrice synchrone. Mais elle peut aussi fonctionner comme moteur synchrone si on lui fournit du réseau par les balais $A_1 - B_1 - C_1$ de l'énergie sous forme de courant triphasé.

Dans le cas général on peut réaliser un système de m phases si dans une machine bipolaire on choisit m points répartis de façon uniforme sur la circonférence de l'induit ($\alpha = 2\pi/m$) et on les connecte à un réseau à courant alternatif par l'intermédiaire de m bagues calées sur l'arbre et m balais glissant sur ces bagues.

1-3. Principaux types de machines synchrones du point de vue de leur construction

La disposition des principaux éléments d'une machine synchrone de la fig. 1-1,*a* (pôles fixes et induit tournant) n'est rationnelle que dans les machines synchrones de faible puissance. Elle ne convient pas pour des machines de moyenne et grande puissances car les machines synchrones modernes sont construites pour des tensions atteignant 24 kV et des courants de plusieurs milliers d'ampères; dans ces conditions le fonctionnement des bagues collectrices n'est plus sûr.

L'expérience accumulée par la fabrication et l'exploitation de longue date des machines synchrones montre que le système le plus

économique et le plus commode est celui où la disposition des principaux éléments de la machine est inverse de celle indiquée sur la fig. 1-1,*a*. Les pôles excités par le courant continu sont disposés sur la partie tournante de la machine, appelée *rotor*, et l'enroulement de l'induit à courant alternatif est placé sur la partie fixe de la machine, appelée *stator*. Pour cette raison nous envisagerons surtout ce dernier type de machine.

Du point de vue de la construction on distingue deux types principaux de machines synchrones: a) *machine à pôles lisses* (voir fig. 1-2) et b) *machines à pôles saillants* (voir fig. 1-10 et autres). L'exécution d'une machine synchrone est surtout liée à sa vitesse de rotation n.

Pour une fréquence donnée la vitesse de rotation maximale est celle des machines à nombre de paires de pôles $p = 1$ et $p = 2$; pour $f = 50$ Hz nous avons dans le premier cas $n = 50$ tr/s = = 3000 tr/mn et dans le second cas $n = 25$ tr/s = 1500 tr/mn. Pour de telles machines à grande puissance, la vitesse périphérique du rotor est tellement grande (voir le tableau 1-1) que pour des raisons de résistance mécanique du rotor et de meilleure répartition et fixation de l'enroulement d'excitation on est obligé de répartir ce dernier sur la surface du rotor, c'est-à-dire construire une machine à pôles lisses. Si $p \geqslant 3$, la vitesse périphérique du rotor diminue et les machines synchrones sont alors à pôles saillants de construction plus simple.

Les alternateurs synchrones sont entraînés le plus souvent par des turbines à vapeur ou hydrauliques. Dans le premier cas on les appelle *turbo-alternateurs* et dans le second cas *alternateurs hydrauliques*. Les turbines à vapeur sont des machines rapides et pour cette raison les turbo-alternateurs sont à pôles lisses. Les turbines hydrauliques tournant plus lentement, les alternateurs hydrauliques sont à pôles saillants. Les alternateurs entraînés par des moteurs à combustion interne ainsi que les moteurs synchrones et les compensateurs synchrones sont à pôles saillants. Mais si l'on a besoin de moteurs synchrones à grande vitesse (par exemple, pour entraîner des compresseurs), on les construit comme des alternateurs bipolaires à pôles lisses.

1-4. Construction des machines synchrones à pôles lisses

Examinons la construction de ces machines en prenant comme exemple les turbo-alternateurs.

Actuellement, presque tous les turbo-alternateurs sont bipolaires car avec l'accroissement de la vitesse de rotation l'utilisation des turbines à vapeur est beaucoup plus économique et grâce à une certaine diminution des dimensions de la turbine et de l'alternateur leur fabrication devient meilleur marché.

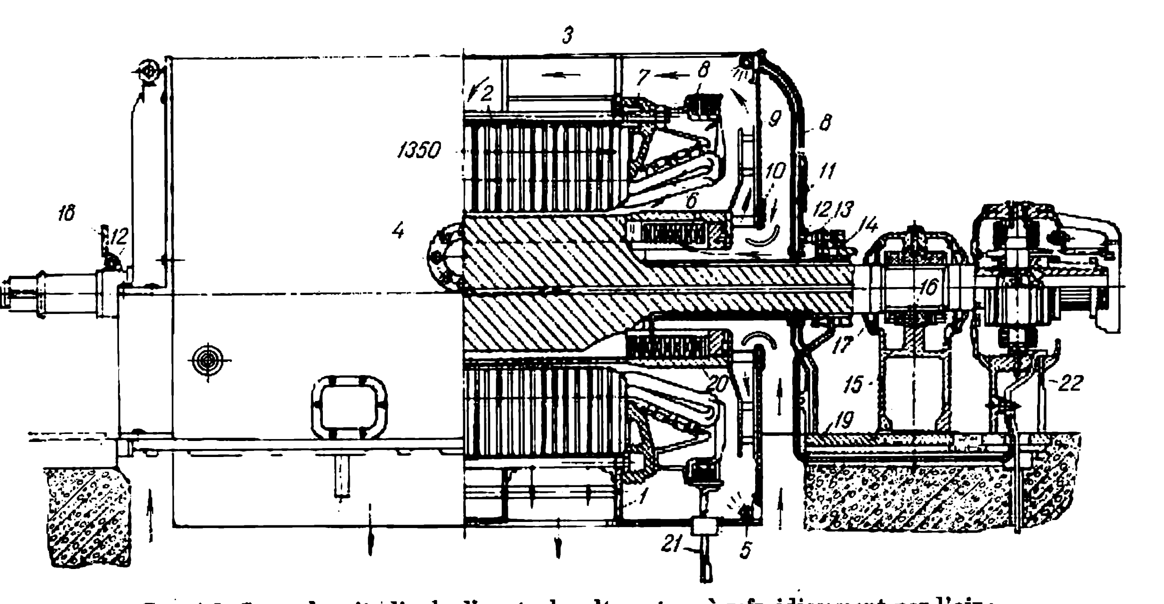


Fig. 1-2. Coupe longitudinale d'un turbo-alternateur à refroidissement par l'air :

1 — carcasse; *2* — noyau du stator; *3* — enveloppe; *4* — dispositif pour le levage du stator; *5* — conduit anti-incendie; *6* — enroulement statorique; *7* — bague de pression du stator; *8* — flasque extérieur; *9* — flasque intérieur; *10* — flasque de ventilation; *11* — garniture d'étanchéité des flasques; *12* — couronne; *13* — porte-balais; *14* — balai; *15* — palier; *16*—coussinet; *17* — déflecteur d'huile; *18* — porte-déflecteur d'huile du côté de la turbine; *19* — plaque de fondation; *20* — rotor; *21* — bornes; *22* — excitatrice.

La fig. 1-2 représente la coupe longitudinale d'un turbo-alternateur bipolaire de 6000 kW, 3000 tr/mn, fabriqué par l'usine « Electrosila » dont la construction est analogue à celle des machines de puissance plus élevée. C'est le rotor qui forme la partie la plus importante du turbo-alternateur des points de vue mécanique et thermique. A la vitesse de rotation normale les vitesses linéaires à la périphérie du rotor atteignent dans les turbo-alternateurs tétrapolaires 100 à 125 m/s et dans les turbo-alternateurs bipolaires de grande puissance 150 à 170 m/s. Les forces centrifuges qui se développent à ces vitesses créent dans certaines parties du rotor de très

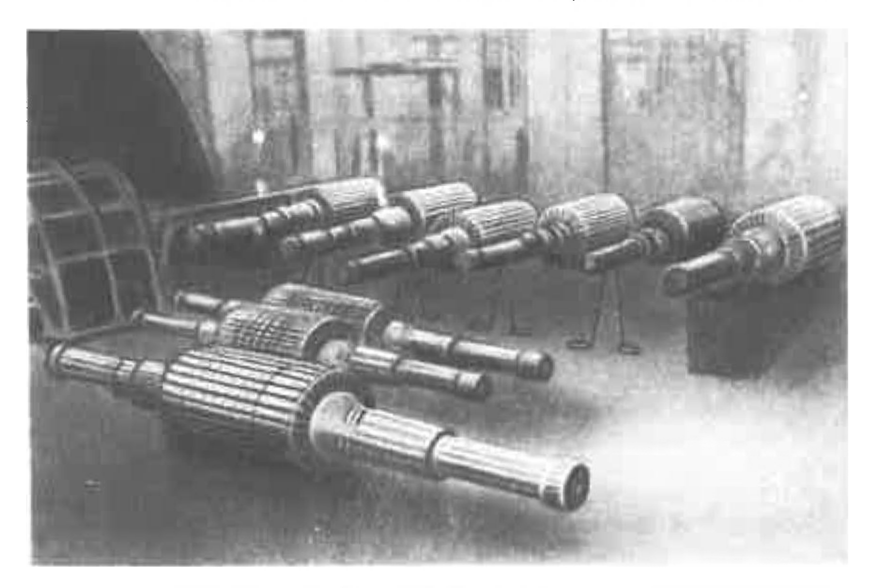


Fig. 1-3. Rotors des turbo-alternateurs.

grandes contraintes mécaniques. Pour cette raison dans les turbo-alternateurs modernes le rotor est massif (fig. 1-3). On l'obtient à partir d'une ébauche d'acier forgée après le traitement thermique et l'usinage. Dans les grosses machines on utilise de l'acier spécial au chrome-nickel-molybdène à résistance à la rupture d'environ 80 kgf/mm^2, une limite d'écoulement de 55 à 60 kgf/mm^2 et un allongement d'environ 20 %. Dans le sens axial on fore sur toute la longueur du rotor un trou central qui permet d'étudier le matériau dans la zone centrale de l'arbre et élimine les contraintes internes dangereuses.

Dans le rotor on fraise des encoches où est logé l'enroulement d'excitation. On distingue les rotors à encoches radiales et à encoches parallèles (fig. 1-4,*a*, *b*). Nous envisagerons les rotors à encoches radiales.

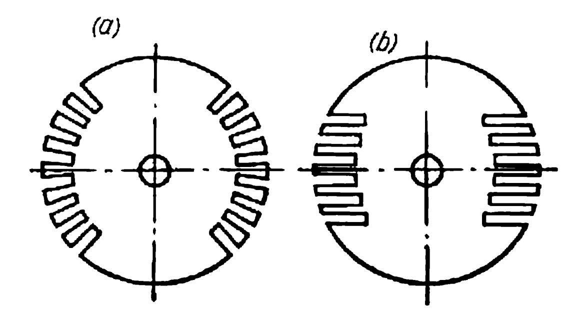


Fig. 1-4. **Encoches dans le rotor d'un turbo-alternateur.**

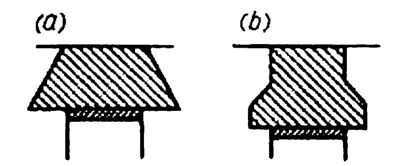


Fig. 1-5. **Coins d'encoches rotoriques.**

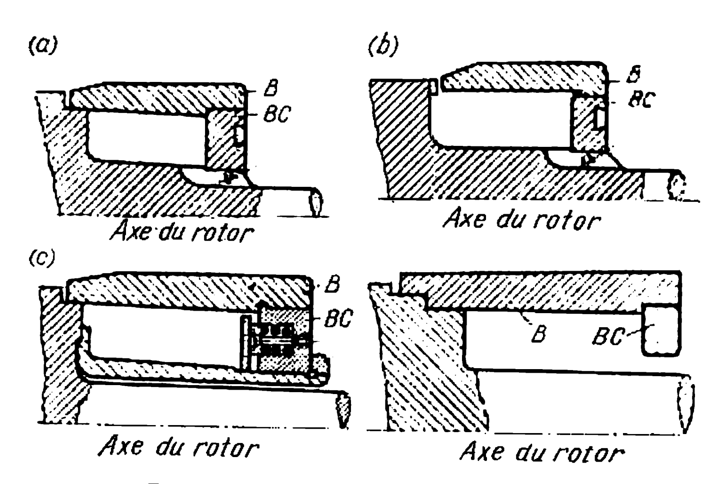


Fig. 1-6. **Fixation des frettes d'un rotor.**

P, MW	f, Hz	U, kV	cos φ	2p	n, tr/mn	v, m/s	D_i, cm	l, cm	q	δ, cm	A, A/cm	$B_{\delta 1}$, T	RCC	η, %
12	50	6,3	0,8	2	3000	114	73	190	8	2,5	483	0,88	0,646	96,6
25	50	6,3	0,8	2	3000	136,5	87	270	10	2,8	627	0,86	0,612	97,4
60	50	10,5	0,8	2	3000	146	103	280	12	5,0	917	0,827	0,675	98,5
100	50	10,5	0,85	2	3000	157	112,8	310	10	6,4	1095	0,973	0,605	98,37
125	50	15,5	0,8	2	3000	160	114,0	365	14	6,25	1370	0,752	0,58	98,46
165	50	18	0,85	2	3000	157	117	380	7	8,5	1295	0,812	0,615	98,42
200	50	15,75	0,85	2	3000	169	127,5	500	10	10	1293	0,71	0,585	98,6
200	50	16,5	0,9	2	3000	159,5	123,2	456	10	10,8	1210	0,823	0,820	98,53
250	50	24	0,8	2	3000	165	120,0	540	6	7,5	1435	0,875	0,57	98,88
300	50	18,5	0,85	2	3000	171	125,5	521	10	8,25	1680	0,80	0,430	98,6
300	50	20	0,85	2	3000	169	126,5	600	9	9,5	1380	0,835	0,624	98,64
500	50	20	0,85	2	3000	177	131,5	635	8	9,5	1975	0,841	0,431	98,72
500	50	22	0,85	2	3000	179,5	130,5	571	9	8,1	2035	0,93	0,437	98,7
600 *	50	20	0,9	2	3000	185	130,0	650	7	7,5	1980	0,965	0,400	98,9
50	50	10,5	0,9	4	1500	133,5	142	376	9	4,25	740	0,648	—	97,89
100	50	15,75	0,85	4	1500	152	162,5	550	7,5	5,25	750	0,67	0,80	97,8
208	60	18	0,8	2	3600	187	118	440	8	9,5	2160	0,66	—	—

* En étude.
** Les poids et PD^2 sont exprimés en tf; pour les transformer en newtons il faut

Environ un tiers de l'intervalle polaire reste libre d'encoches et forme la grande dent par laquelle passe la plus grande partie du flux magnétique de l'alternateur.

Vu les grandes vitesses à la périphérie du rotor, on fixe les enroulements rotoriques dans les encoches à l'aide de cales métalliques (fig. 1-5,*a* et *b*). Les cales sont fabriquées en acier non magnétique ou en alliages non magnétiques.

La fixation des parties frontales de l'enroulement rotorique se fait à l'aide des frettes. Une frette comprend deux parties: a) une bagues de frettage *B* (fig. 1-6) et b) une bague de centrage *BC*. Les bagues de frettage sont généralement fabriquées en acier non magnétique, de résistance à la rupture comprise entre 70 et 100 kgf/mm² et de limite d'écoulement comprise entre 45 et 90 kgf/mm². Du point de vue mécanique les bagues de frettage sont soumises à de fortes contraintes, car en plus des contraintes dues à leur propre

Tableau 1-1

tains turbo-alternateurs triphasés

Système de refroidissement des enroulements		Pression de l'hydrogène dans la carcasse (kgf/cm²)	P_r^{**}, tf	P^{**}, tf	PD^2, tfm²	Pays	Usine ou firme
statorique	rotorique						
air	air		9,5	40,5	2,6	U.R.S.S.	Elektrosila
air	air		16,4	69,6	4,94	U.R.S.S.	»
hydrogène	hydrogène	2	24,2	130	8,85	U.R.S.S.	»
hydrogène	hydrogène	2	29,3	175	13	U.R.S.S.	»
hydrogène	hydrogène	2	26,0	190	14,7	France	Jeumont
hydrogène	hydrogène	3	33,5	200	17,8	U.R.S.S.	Elektrosila
hydrogène	hydrogène	3	47,8	314	25	U.R.S.S.	Elektrotiajmache
hydrogène	hydrogène	2,1	43	233	18,5	G.B.	English Electric
hydrogène	hydrogène	3	49	278	25	France	Schneider-Westinghouse
hydrogène	hydrogène	3,16	52,9	380	28,0	G.B.	AEI
eau	hydrogène	3	55	350	29,8	U.R.S.S.	Elektrosila
eau	hydrogène	4	65	374	40	U.R.S.S.	»
eau	hydrogène	3	62,1	449,1	37,0	G.B.	AEI
eau	hydrogène	4	75	500	43,0	France	CEM
air	air		58	145	46	U.R.S.S.	Elektrosila
air	air		93	—	66,4	U.R.S.S.	KhETZ
huile	hydrogène	2,1	46	353	16	USA	GE

multiplier les valeurs par $9{,}81 \cdot 10^3$.

poids elles doivent résister à la pression de l'enroulement due aux forces centrifuges qui prennent naissance lorsque le rotor tourne.

L'excitation de la machine est généralement fournie par une excitatrice placée sur l'arbre du turbo-alternateur (fig. 1-2).

Le stator d'un turbo-alternateur comprend une partie active, c'est-à-dire un noyau comprenant l'enroulement statorique, et une carcasse avec les flasques servant à fixer le fer et à créer un système de canaux et de chambres de ventilation.

Le noyau du stator des turbo-alternateurs est en acier allié de 0,5 mm et de 0,35 mm d'épaisseur. Les tôles sont isolées des deux côtés par un vernis spécial.

Dans le sens axial, le fer du stator comprend des paquets de 3 à 6 cm d'épaisseur séparés par des canaux de ventilation de 5 à 10 mm de largeur (fig. 1-2). Pour rendre le système de fer statorique rigide

on le comprime des deux côtés à l'aide des plaques de serrage spéciales en fonte non magnétique ou en acier non magnétique.

Les problèmes de la ventilation des turbo-alternateurs sont de grande importance. Les difficultés sont dues à la longueur de la machine et au faible diamètre du rotor. Des méthodes spéciales de ventilation appliquées seulement aux turbo-alternateurs ont été mises au point; elles sont exposées au § 6-10.

Les principales caractéristiques de quelques turbo-alternateurs sont indiquées dans le tableau 1-1 où P est la puissance active; U, la tension composée; cos φ, le facteur de puissance; v, la vitesse linéaire périphérique du rotor; D_1, le diamètre intérieur du stator; l, la longueur de la partie active de la machine; q, le nombre d'encoches du stator par pôle et par phase; δ, l'entrefer séparant le stator et le rotor; A, la charge linéaire; $B_{\delta 1}$, l'induction dans l'entrefer; R.C.C., le rapport de court-circuit; η, le rendement; P_r, le poids du rotor; P, le poids total de la machine; PD^2, le moment de giration.

1-5. Construction des machines synchrones à pôles saillants

Les machines à pôles saillants sont normalement à arbre horizontal. La plupart des moteurs synchrones, tous les compensateurs synchrones et les alternateurs destinés à être entraînés par des moteurs à combustion interne et dans certains cas les alternateurs hydrauliques à vitesse de rotation relativement grande (200 tr/mn et plus) sont à arbre horizontal. Les puissants alternateurs hydrauliques à faible vitesse de rotation installés dans les centrales hydrauliques à basse chute sont à arbre vertical connecté par une bride avec l'arbre de la turbine hydraulique située sous l'alternateur. Les moteurs destinés à entraîner de puissantes pompes à eau sont également à arbre vertical.

Du point de vue de leur construction les machines synchrones à pôles saillants diffèrent beaucoup de celles à pôles lisses. Ainsi, dans un turbo-alternateur de grande puissance la longueur du rotor l dépasse le diamètre intérieur de la machine D_1 d'environ 6 fois (tableau 1-1), tandis que les alternateurs hydrauliques à faible vitesse peuvent avoir un diamètre de 15 m avec un rapport $\frac{l}{D_1} = 0{,}15$ à 0,20.

Parmi les machines synchrones à pôles saillants les plus importantes notons les alternateurs hydrauliques à arbre vertical.

On en distingue deux types principaux: a) *l'alternateur suspendu* dans lequel la crapaudine est située sur le croisillon supérieur au-dessus du rotor (fig. 1-7,*a*, *b*) et b) *l'alternateur « à parapluie »* dans lequel la crapaudine est située sur le croisillon inférieur (fig. 1-7,*c*, *d*) ou sur le couvercle de la turbine (fig. 1-7,*e*). A l'heure actuelle, les alternateurs hydrauliques de grande puissance sont

surtout de type « à parapluie » car cela permet de diminuer le poids de l'alternateur ainsi que sa hauteur et la hauteur du bâtiment de la centrale. Cela s'explique par le fait que le croisillon supérieur a un diamètre plus grand que le croisillon inférieur et si le poids du rotor de l'alternateur, le poids du rotor de la turbine et la force de réaction de l'eau sont transmis au croisillon supérieur (construction suspendue), les dimensions de ce dernier augmentent considérablement.

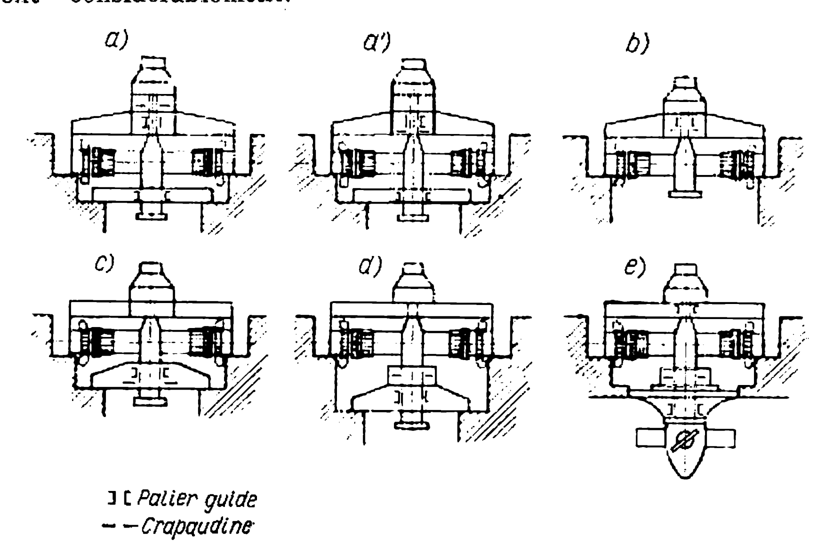


Fig. 1-7. Types des alternateurs hydrauliques:

a et *a'*, alternateur suspendu avec deux paliers de guidage; *b*, alternateur suspendu avec un palier de guidage sans croisillon inférieur; *c* et *d*, alternateur à parapluie avec un palier de guidage; *e*, alternateur à parapluie avec crapaudine sur le couvercle de la turbine et avec un palier de guidage.

Sur la fig. 1-8 est indiquée la coupe longitudinale d'un alternateur suspendu et sur la fig. 1-9 est présentée la coupe longitudinale d'un groupe hydraulique avec un alternateur «à parapluie» de faible vitesse où la crapaudine est située sur le couvercle de la turbine de 123 000 kVA, 13 800 V, 68,2 tr/mn, cos φ = 0,85 destinée à la Centrale Lénine sur la Volga. La carcasse de l'alternateur est en six parties détachables et est installée sur des plaques de fondation. La construction de la crapaudine pour un alternateur hydraulique de grande puissance est très difficile, car elle doit résister au poids important des parties tournantes et à la réaction de l'eau arrivant dans la turbine. Dans l'alternateur indiqué la charge totale exercée sur la semelle atteint 3400 tonnes. La crapaudine s'appuie sur un support sur le couvercle de la turbine, ce qui a permis d'éliminer le croisillon inférieur et d' économiser de l'acier (environ 200 t). Les noyaux des pôles sont en tôles d'acier fixées par des goujons.

L'enroulement rotorique est en barres de cuivre avec papier d'asbeste isolant les spires. L'alternateur est doté d'un enroulement amortisseur placé dans les épanouissements polaires. La ventilation de la machine est à circuit fermé autoventilé (chapitre VI).

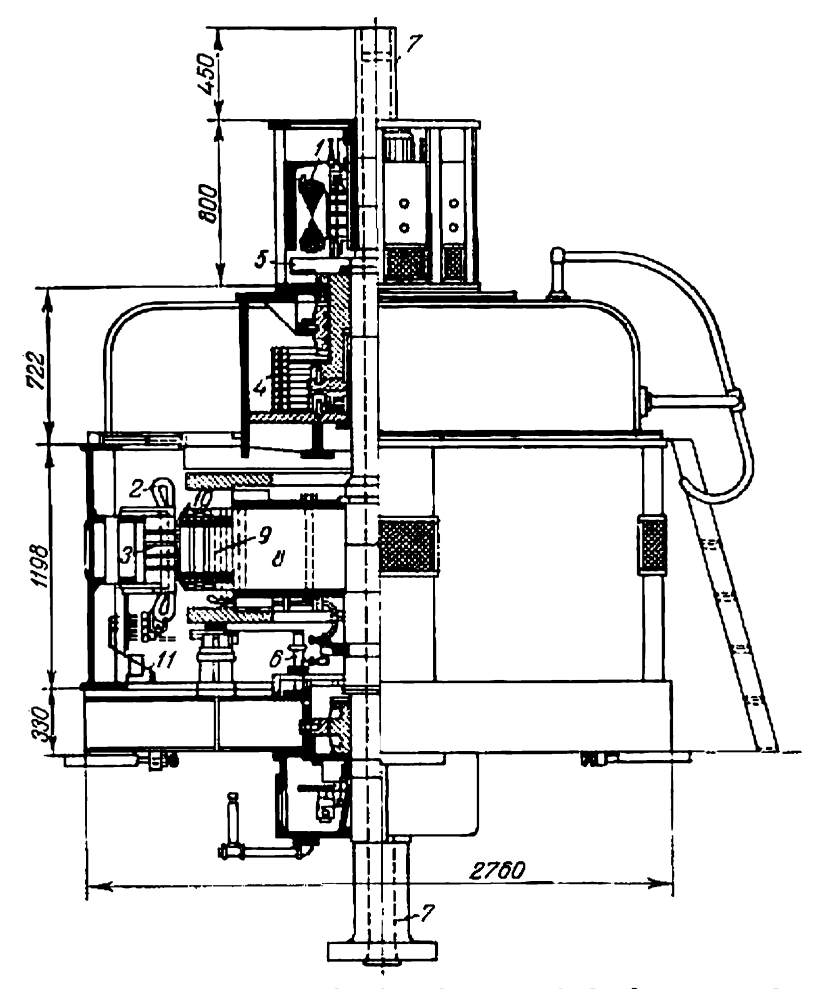


Fig. 1-8. **Coupe longitudinale d'un alternateur hydraulique suspendu :**

1 — excitatrice; 2 — enroulement statorique; 3 — noyau du stator; 4 — chambre de la crapaudine; 5 — ventilateur de l'excitatrice; 6 — bagues de frottement et couronnes; 7 — arbre de l'alternateur; 8 — étoile rotorique; 9 — noyau du pôle; 10 — enroulement d'excitation; 11 — sorties de l'alternateur.

La fig. 1-10 représente le rotor d'un alternateur hydraulique horizontal de 80 000 kVA tournant à 428 tr/mn de la centrale française Malgovert. L'alternateur est actionné par deux roues Pelton situées des deux côtés de l'alternateur (fig. 1-11).

La fig. 1-12 représente le stator et la fig. 1-13, le rotor et le croisillon supérieur d'un alternateur hydraulique vertical de 250 kVA, 400/230 V, 600 tr/mn.

Les figures 1-14, 1-15 et 1-16 représentent le stator, le rotor et le compensateur synchrone assemblé de 60 000 kVA, 1000 tr/mn construit par la maison francaise Alsthom et destiné à être installé à l'extérieur.

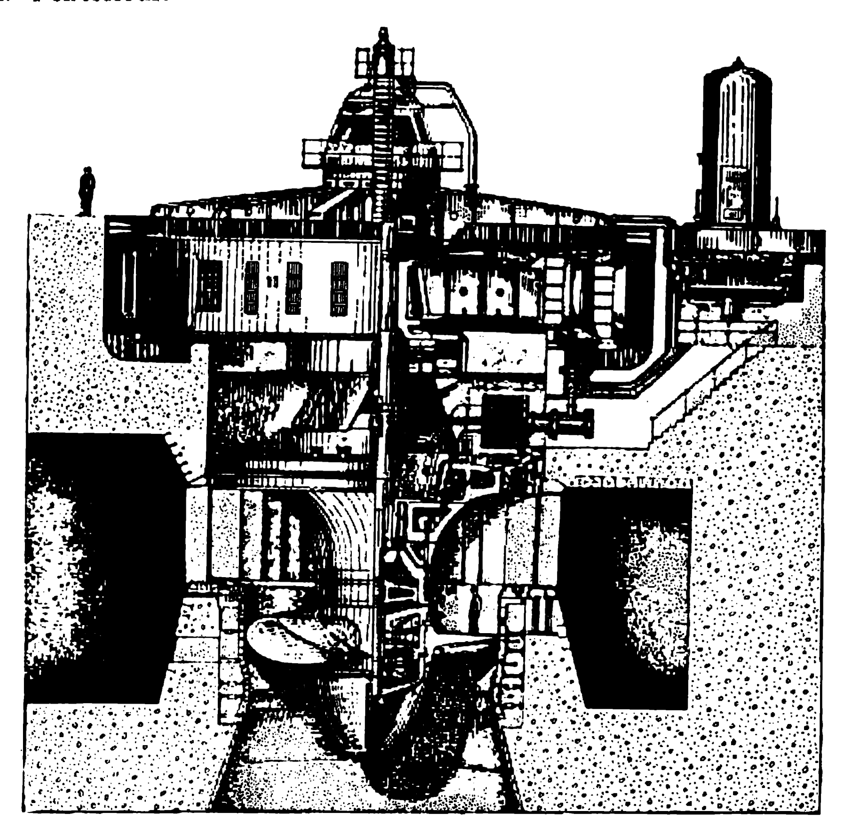


Fig. 1-9. Groupe hydraulique de la centrale Lénine (U.R.S.S.).

Dans le tableau 1-2 on trouve les principales données de certains alternateurs hydrauliques.

Les alternateurs à pôles saillants comportent souvent un enroulement amortisseur rotorique, destiné à amortir les oscillations du rotor lors des phénomènes transitoires (chapitre XVI) et à faciliter les régimes de fonctionnement asymétriques (chapitre XIV). L'enroulement amortisseur se compose des barres de cuivre logées dans les encoches des épanouissements polaires et réunies entre elles par des segments qui les court-circuitent. Les segments de pôles diffé-

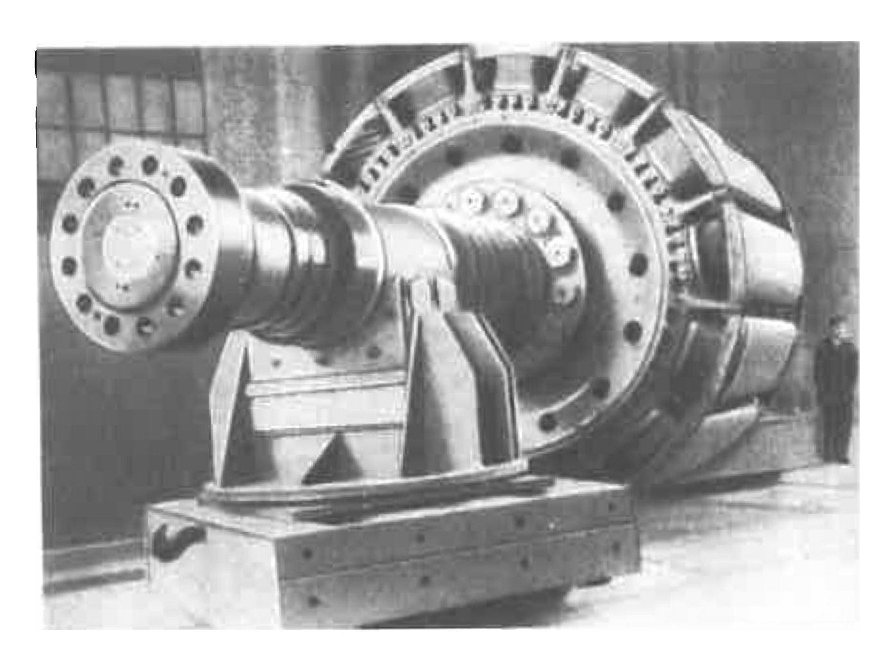


Fig. 1-10. Rotor d'un alternateur hydraulique horizontal de 80 000 kVA, 428 tr/mn de la centrale de Malgovert (France).

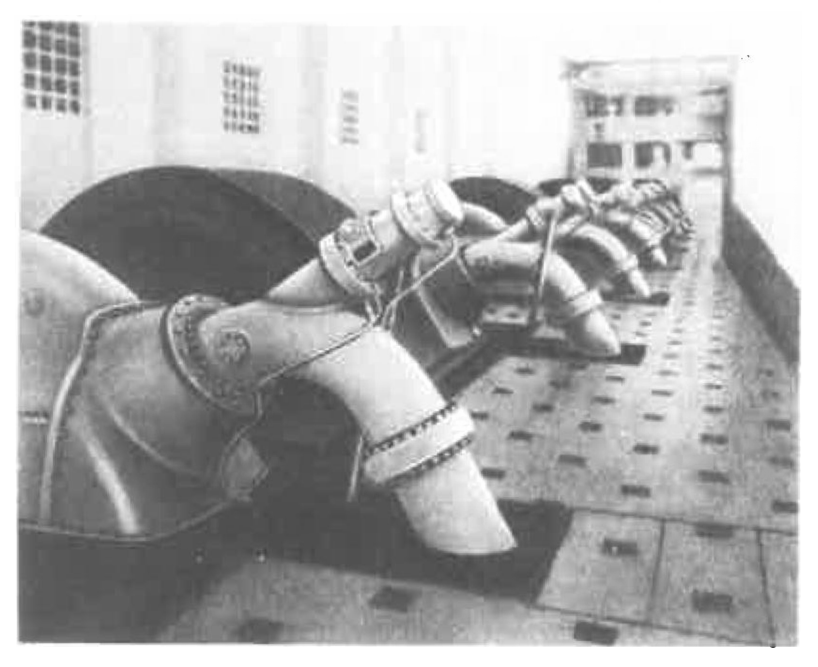


Fig. 1-11. Groupe hydraulique de la centrale Malgovert (France).

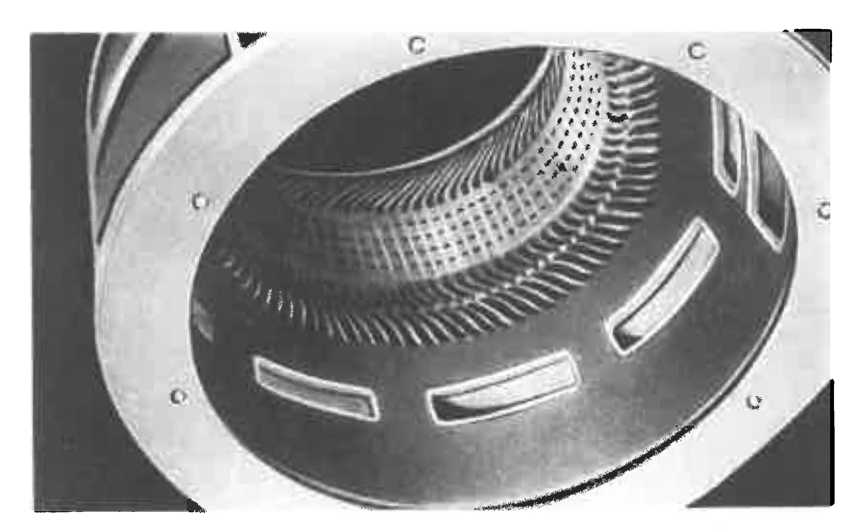


Fig. 1-12. Stator d'un alternateur hydraulique vertical de 250 kVA, 600 tr/mn.

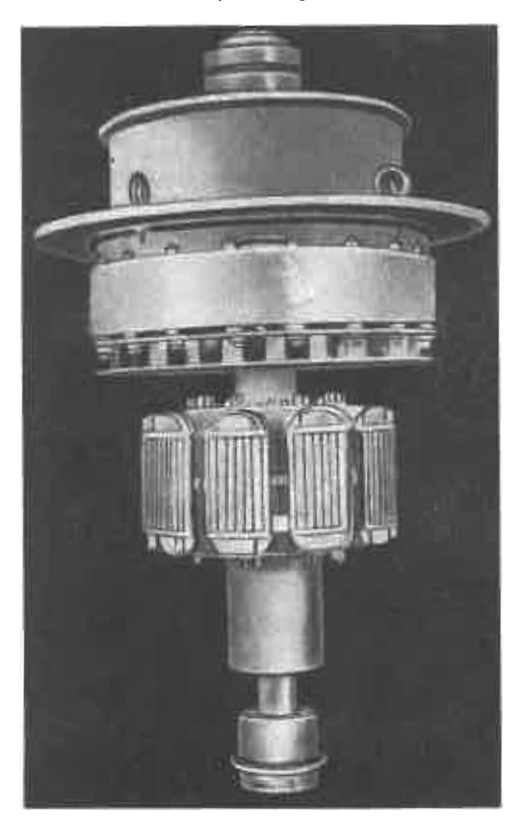


Fig. 1-13. Rotor et croisillon supérieur d'un alternateur hydraulique de 250 kVA, 600 tr/mn.

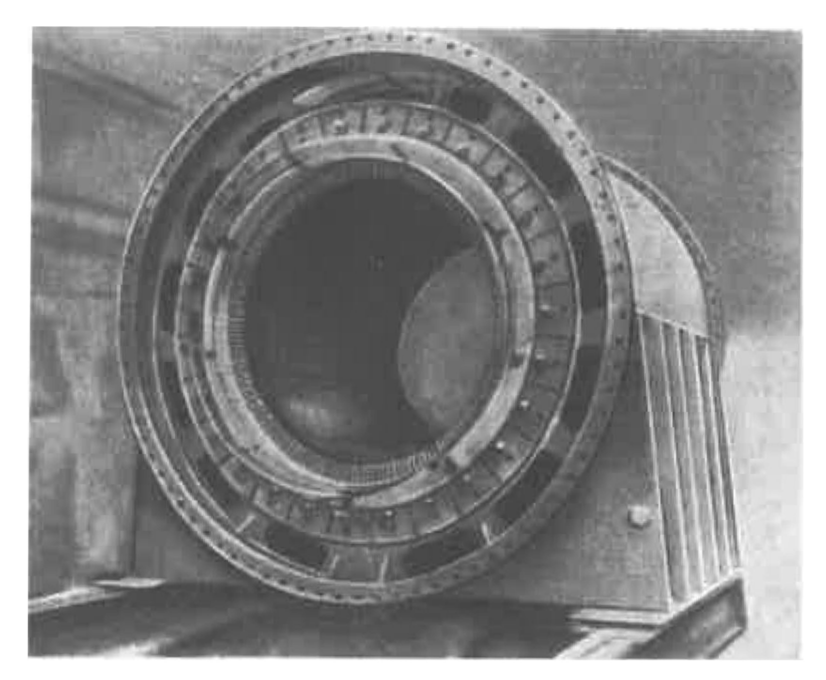


Fig. 1-14. Stator non bobiné d'un compensateur synchrone de 60 000 kVA, 1000 tr/mn de la Maison Alsthom (France).

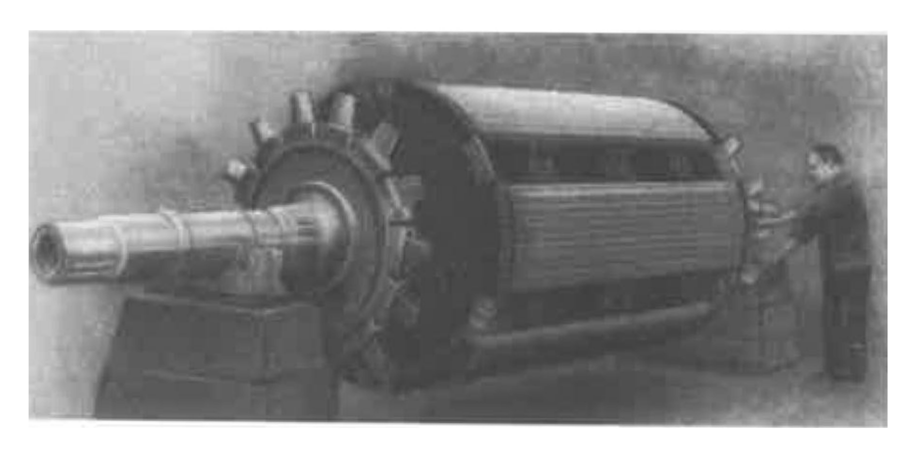


Fig. 1-15. Rotor d'un compensateur synchrone de 60 000 kVA, 1000 tr/mn de la Maison Alsthom.

Tableau 1-2

Principales caractéristiques de certains alternateurs hydrauliques triphasés

S MVA	f Hz	U kV	n tr/mn	$2p$	$\cos\varphi$	D_i cm	l cm	q	δ cm	A A/cm	$B_{\delta 1}$ T	η %	P * tf	PD^2 * tfm²	Pays	Type de machine
71,5	50	13,8	62,5	96	0,8	1292	150	$2\frac{3}{8}$	2,0	504	0,674	96,75	1075	47 000	U.R.S.S.	à parapluie
127,8	50	13,8	68,2	88	0,85	1430	200	$2\frac{19}{22}$	2,3	451	0,765	97,62	1257	121 000	U.R.S.S.	»
103,5	50	15,75	83,3	72	0,8	1100	180	$2\frac{1}{4}$	1,8	610	0,702	97,5	986	39 000	U.R.S.S.	suspendu
77,5	50	13,8	88,2	68	0,8	1045	153	$2\frac{16}{17}$	1,9	592	0,695	97,8	825	28 000	U.R.S.S.	»
590	50	15,75	93,8	64	0,85	1610	175	3	2,6	1230	1,07	98,25	1650	18 700	U.R.S.S.	à parapluie
265	50	15,75	125	48	0,85	1190	250	$3\frac{1}{2}$	2,5	708	0,873	98,22	1300	50 000	U.R.S.S.	suspendu
188,6	50	13,8	136,5	44	0,95	1015	140	$2\frac{1}{11}$	2,0	684	1,32	98,3	660	22 500	Mexique	»
100	50	16,5	150	40	0,9	782	235	$2\frac{17}{20}$	2,75	489	0,74	97,47	780	16 000	Chine	»
105	50	16,0	167	36	0,9	840	210	4,0	3,05	413	0,65	98,0	800	213 600	Suède	»
90	50	10,3	214	28	0,9	570	162	$2\frac{5}{7}$	2,0	644	1,135	98,22	470	4 800	France	»
66	50	10,5	375	16	0,85	390	210	$3\frac{3}{4}$	2,0	533	0,779	97,4	360	1 200	U.R.S.S.	»
80	50	10,3	428,5	14	0,88	362	213	$4\frac{2}{7}$	2,4	710	0,875	98,31	336	900	France	horizontal
75	50	11	750	8	0,0	250	230	7	2,1	744	0,620	0,00	248,5	225	U.R.S.S.	»
100,11	60	13,8	128,6	56	0,9	831	160	$2\frac{1}{2}$	1,61	675	0,975	97,6	600	13 200	Etats-Unis	à parapluie
160	60	15	150	48	0,95	950	176	$3\frac{1}{4}$		644	0,963	98,27	442	26 100	Brésil	»
106	60	13,8	327	22	0,8	445	296	3	2,53	623	0,858	97,3	516		Canada	suspendu

* Les poids et PD^2 sont exprimés en tf; pour transformer leurs valeurs en newtons il faut les multiplier par $9{,}81 \cdot 10^3$.

rents sont généralement réunis pour former des bagues (fig. 1-10) et on obtient ainsi un enroulement court-circuité de même type que dans les machines asynchrones à rotor en court-circuit (§ 1-7).

Les moteurs et les compensateurs synchrones à pôles saillants sont, dans l'ensemble, construits de la même façon que les alternateurs à pôles saillants. Les rotors des moteurs et des compensateurs

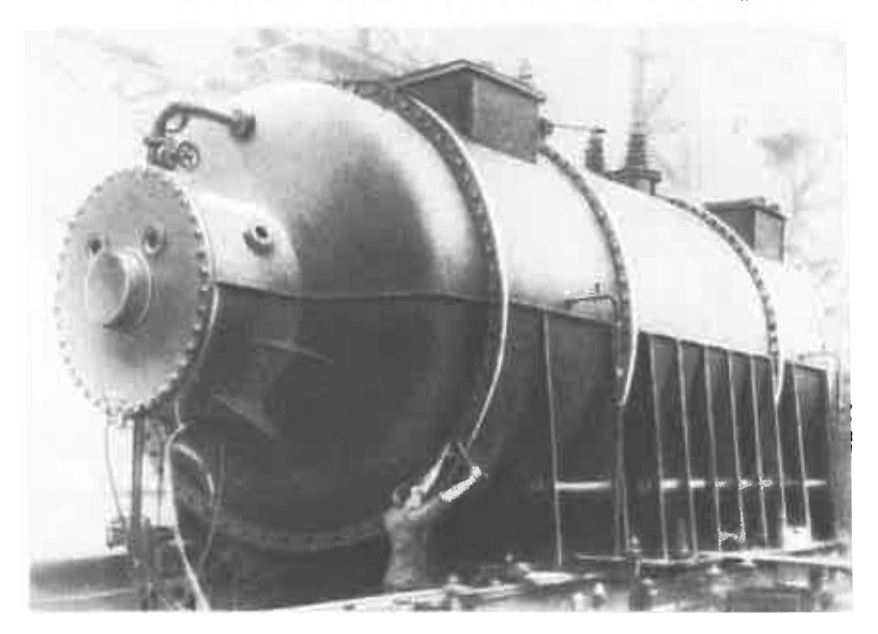


Fig. 1-16. Vue extérieure d'un compensateur synchrone de 60 000 kVA, 1000 tr/mn de la Maison Alsthom.

(fig. 1-15) comportent, en plus de l'enroulement d'excitation, un enroulement de démarrage qui diffère des enroulements amortisseurs des alternateurs uniquement par les barres qui sont en alliage à résistivité augmentée.

1-6. Machines de haute fréquence et machines synchrones spéciales

Les machines monophasées de 500 à 15 000 Hz dont la puissance atteint plusieurs centaines de kW sont actuellement utilisées pour alimenter les fours à induction prévus pour la fusion des métaux, la trempe de l'acier par induction et le réchauffement du métal avant forgeage et estampage.

Dans ces machines la F.É.M. de haute fréquence est obtenue grâce à la pulsation du flux magnétique provoqué par le déplacement

relatif des dents statoriques et rotoriques. L'enroulement à courant alternatif et l'enroulement d'excitation alimenté en courant continu sont placés sur le stator, le rotor ne comportant pas d'enroulement. Afin qu'une F.É.M. de haute fréquence ne soit pas induite dans l'enroulement d'excitation on prend des mesures pour que le flux magnétique traversant cet enroulement reste constant lors du mouvement du rotor. Pour fabriquer les parties du circuit magnétique à champ magnétique pulsatoire on utilise des tôles d'acier magnétique de 0,2 ou 0,3 mm d'épaisseur.

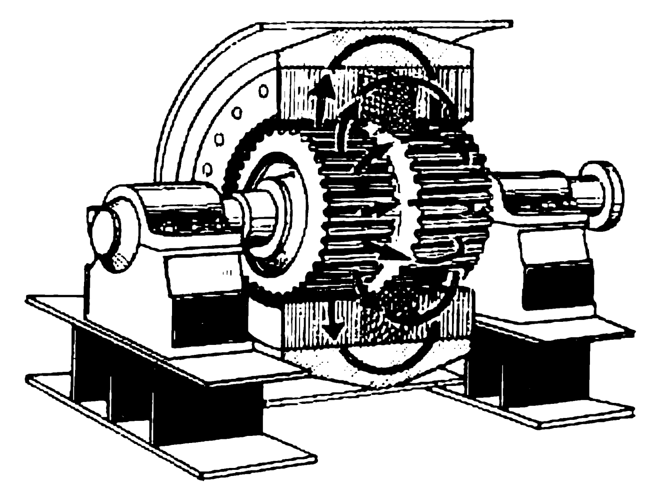


Fig. 1-17. Alternateur de haute fréquence à fer tournant.

La fig. 1-17 représente un alternateur de haute fréquence (type inducteur téléphonique) avec un enroulement d'excitation en anneau situé entre deux paquets de tôles du stator. Chaque paquet de tôles comporte des enroulements à courant alternatif comprenant des bobines qui embrassent une dent du stator. Le rotor massif de la machine est en acier avec encoches fraisées le long de l'axe. Les nombres d'encoches Z dans le stator et le rotor sont égaux. Le sens des lignes d'induction du champ d'excitation est indiqué par des flèches sur la fig. 1-17. Lorsque les dents du rotor se déplacent par rapport au stator, le flux dans les dents du stator pulse à la fréquence $f = Zn$ et une F.É.M. de même fréquence est induite dans les bobines du stator. Les dents d'un paquet du stator sont déplacées par rapport aux dents de l'autre paquet de la moitié du pas dentaire. Il en résulte que la valeur du flux total ne change pas et aucune F.É.M. n'est induite dans l'enroulement d'excitation.

Dernièrement on a commencé à utiliser de nouveau les machines synchrones à pôles en forme de griffes dans lesquelles l'enroulement d'excitation, parcouru par du courant continu, est placé sur le stator.

1-7. Principaux éléments des machines asynchrones sans collecteur

Nous envisagerons ici tout d'abord une machine asynchrone triphasée sans collecteur car elle est la plus importante (nous omettrons par la suite les mots «sans collecteur»).

Le stator d'une machine asynchrone triphasée est analogue à celui d'une machine synchrone triphasée et il porte un enroulement triphasé connecté à un réseau triphasé.

Le rotor d'une machine asynchrone forme un corps cylindrique en tôles d'acier avec des encoches destinées à loger l'enroulement. On distingue :

a) les machines asynchrones *à rotor bobiné* (fig. 1-18) dont le rotor comporte un enroulement exécuté comme un enroulement triphasé statorique. Les enroulements rotoriques sont généralement connectés en étoile et les extrémités sont sorties par l'intermédiaire des bagues de frottement et des balais pour aboutir au rhéostat de démarrage (fig. 1-19) ;

b) les machines asynchrones à rotor en court-circuit sont de trois types: rotor en cage d'écureuil simple; à encoches profondes; en double cage d'écureuil. Ces machines diffèrent les unes des autres par leurs propriétés de démarrage (chapitre XXIII).

Dans les machines en cage d'écureuil simple les encoches du rotor découpées dans l'acier ont le plus souvent une forme ovale avec un rapport plus ou moins grand entre la hauteur de l'encoche et sa largeur (fig. 1-20). Les encoches recouvertes par un pont de 0,4 à 0,5 mm d'épaisseur sont remplies d'aluminium coulé. Simultanément des deux côtés du rotor sont coulés les anneaux en aluminium qui réunissent les barres coulées dans les encoches. La cage d'écureuil en aluminium obtenue ainsi est souvent dotée des deux côtés d'ailettes de ventilation.

La forme d'une encoche profonde est indiquée sur la fig. 1-21 (à gauche). La cage est en barres de cuivre de section rectangulaire et les anneaux de court-circuitage K sont le plus souvent en lame de cuivre dans laquelle des échancrures ont été fraisées conformément aux dimensions de la barre. Les barres de la cage et les anneaux K sont soudés par une soudure forte.

Le rotor en deux cages d'écureuil comporte une cage supérieure D (fig. 1-22,*a*) de résistance relativement grande et inductance relativement faible en laiton ou en bronze spéciale jouant le rôle d'enroulement de démarrage et une cage inférieure T en cuivre de faible résistance servant d'enroulement de travail pendant le fonctionnement normal du moteur.

Les cages supérieure et inférieure peuvent avoir des encoches rondes ou la cage supérieure peut avoir des encoches rondes et la cage inférieure des encoches rectangulaires ou ovales.

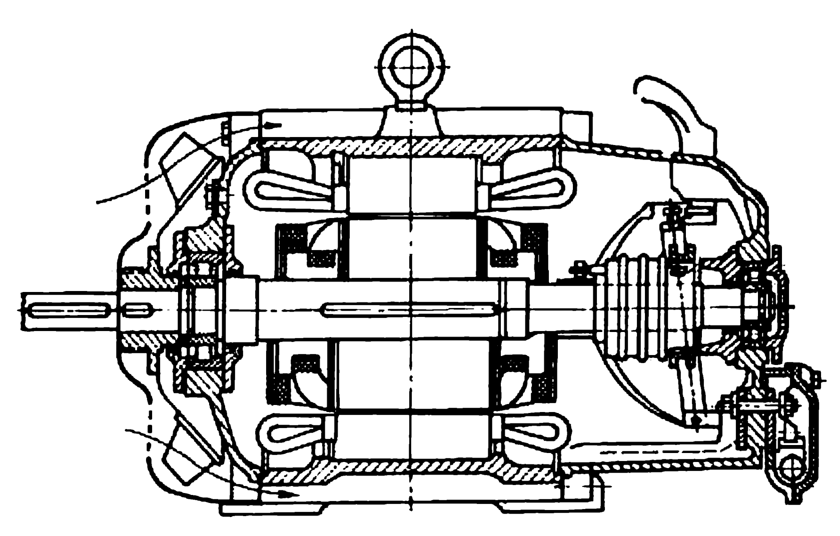


Fig. 1-18. Coupe longitudinale d'un moteur asynchrone à rotor bobiné.

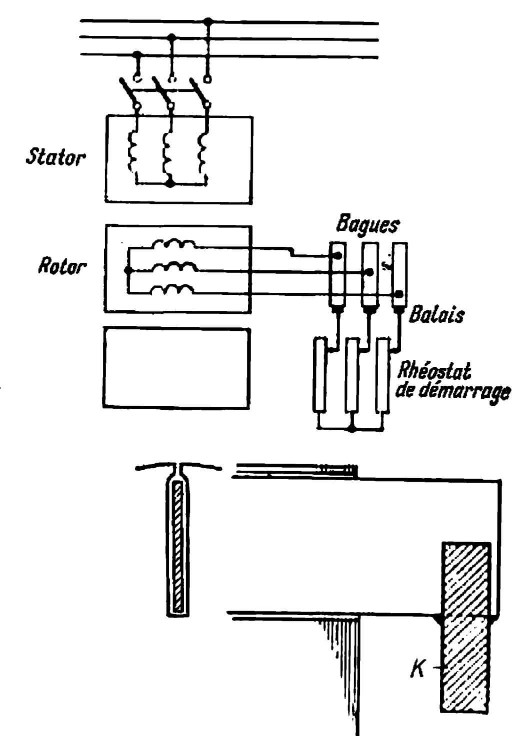


Fig. 1-19. Schéma de branchement d'un moteur asynchrone à rotor bobiné.

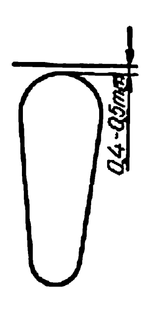


Fig. 1-20. Encoche fermée d'un rotor.

Fig. 1-21. Rotor d'un moteur à encoches profondes.

Les anneaux de court-circuitage K'' et K' pour les deux cages sont généralement en cuivre.

Sur la fig. 1-22,*b* sont indiquées les formes des encoches et des anneaux pour les cas où les enroulements du rotor sont exécutés par coulée de l'aluminium. Dans ce cas, l'interstice entre les cages supérieure et inférieure est également rempli d'aluminium et le moteur

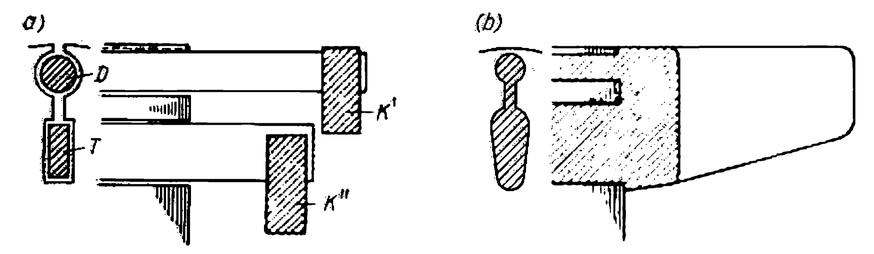


Fig. 1-22. Rotor d'un moteur à deux cages: a) à deux enroulements, b) rempli d'aluminium.

se présente alors comme un moteur à encoches profondes de forme spéciale. Pour cette raison on peut considérer ce moteur comme une version intermédiaire entre le moteur à encoches profondes et le moteur à deux cages.

Il existe des rotors en court-circuit de formes différentes. L'usine «Electrosila» utilise des encoches en forme de bouteille avec un pro-

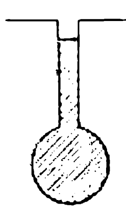


Fig. 1-23. Encoche en forme de bouteille.

fil correspondant pour les barres en cuivre (fig. 1-23). Les moteurs comportant de tels rotors sont analogues par leurs propriétés aux moteurs à encoches profondes et aux moteurs à double cage.

1-8. Principe de fonctionnement d'une machine asynchrone

Le fonctionnement d'une machine asynchrone est basé sur le principe de l'interaction électromagnétique du champ tournant, créé par le courant triphasé fourni à l'enroulement statorique par le réseau, et des courants induits dans l'enroulement rotorique lorsque les conducteurs de ce dernier sont coupés par le champ tournant. De cette façon le fonctionnement d'une machine asynchrone est ana-

logue à celui d'un transformateur: le stator étant comparable à l'enroulement primaire et le rotor à l'enroulement secondaire qui, dans le cas général, peut tourner à la vitesse n.

Lorsque le champ tournant est sinusoïdal, sa vitesse de rotation est

$$n_1 = \frac{f}{p}.$$

L'interaction électromagnétique des deux parties d'une machine asynchrone (sans collecteur) n'est possible que lorsque la vitesse du champ tournant (n_1) diffère de celle du rotor (n), c'est-à-dire lorsque $n \neq n_1$, car dans le cas contraire, c'est-à-dire lorsque $n = n_1$, le champ serait immobile par rapport au rotor et aucun courant ne serait induit dans l'enroulement rotorique.

Le rapport

$$g = \frac{n_1 - n}{n_1} \quad \text{ou} \quad g = \frac{n_1 - n}{n_1} \cdot 100\,\% \qquad (1\text{-}3)$$

est appelé *glissement* d'une machine asynchrone.

1-9. Régimes de fonctionnement d'une machine asynchrone

En fonction de la relation entre les vitesses n_1 et n d'une machine asynchrone on distingue le fonctionnement en moteur, en générateur et en frein électromagnétique. Examinons brièvement les particularités de ces régimes.

a) Fonctionnement d'une machine asynchrone en moteur. Supposons qu'ayant branché le stator sur le réseau triphasé nous avons laissé le circuit rotorique ouvert; dans ce cas $n = 0$ et la machine asynchrone représente un transformateur à vide. Le champ magnétique

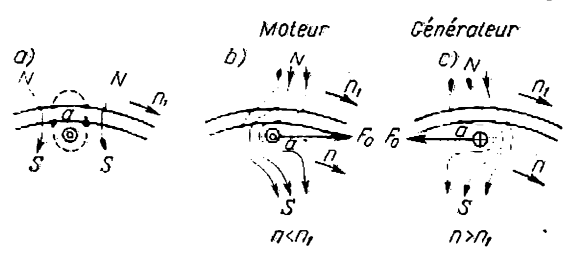


Fig. 1-24. Principes de fonctionnement d'une machine asynchrone en moteur et en générateur.

du stator tourne par rapport au rotor à la vitesse n_1 et induit dans l'enroulement rotorique une F.É.M. E_2 ayant la fréquence du réseau f et le sens déterminé par la règle de la main droite (fig. 1-24,*a*).

Si maintenant on ferme le circuit rotorique, dans l'enroulement du rotor circulera un courant I_2 dont la composante active a le même

sens que celui de la F.É.M. E_2. L'interaction du flux engendré par ce courant (ligne en pointillé sur la fig. 1-24,*a*) avec le flux du stator forme un flux résultant indiqué sur la fig. 1-24,*b*. Nous voyons que dans ces conditions la force F_0 appliquée au conducteur *a* crée sur l'arbre de la machine un couple qui tend à faire tourner le rotor dans le sens de rotation du flux, c'est-à-dire un couple moteur. L'ensemble de couples créés par chaque conducteur forme le couple moteur résultant C de la machine; si ce couple est suffisant pour vaincre le couple résistant sur l'arbre, le rotor commence à tourner à une certaine vitesse n. L'énergie électrique fournie au stator par le réseau est transformée en énergie mécanique sur l'arbre de la machine qui fonctionnera en moteur.

La vitesse n de rotation du moteur dépend de sa charge. A vide la vitesse n devient presque égale à n_1, sans cependant pouvoir atteindre la valeur de cette dernière car pour $n = n_1$ la machine ne pourrait fonctionner en moteur.

Donc une machine *asynchrone fonctionne en moteur* seulement lorsque n est compris entre 0 et n_1, c'est-à-dire *lorsque le glissement g est compris entre* $+1$ et 0.

b) Fonctionnement d'une machine asynchrone en générateur. Admettons à présent qu'à l'aide d'un moteur primaire nous ayons augmenté la vitesse du rotor de la machine asynchrone de façon que n soit devenu plus grand que n_1. Dans ce cas le glissement devient négatif et le sens de rotation du flux par rapport au rotor change le signe (par rapport à celui qui existait lorsque la machine fonctionnait en moteur). D'où le sens de la F.É.M. et du courant dans le conducteur *a* et le signe du couple sur l'arbre changent (fig. 1-24,*c*). Le couple développé par la machine asynchrone devient résistant par rapport au couple moteur du moteur primaire. Dans ces conditions la machine asynchrone fonctionne en générateur, en transformant l'énergie mécanique fournie à son arbre par le moteur primaire en énergie électrique qu'elle livre au réseau.

Théoriquement on peut accélérer indéfiniment la vitesse du rotor par rapport au flux tournant. Il en résulte que *lorsqu'une machine asynchrone travaille en générateur, le glissement g est compris entre* 0 et $-\infty$.

En pratique, le passage du fonctionnement en moteur au travail en générateur est possible, par exemple, lors de la descente d'une charge par une grue, lors du mouvement d'un train qui descend une pente, etc.

c) Fonctionnement d'une machine asynchrone en frein électromagnétique. Supposons que sous l'action d'une cause extérieure le rotor d'une machine asynchrone commence à tourner dans le sens *opposé* à celui du flux magnétique. Dans ce cas, la machine asynchrone reçoit de l'énergie électrique du réseau et de l'énergie mécanique pro-

venant du moteur primaire. Un tel régime est appelé fonctionnement en *frein électromagnétique*. Il commence pour $n = 0$ et théoriquement peut durer jusqu'à $n = -\infty$. Par conséquent, *lors de la marche d'une machine asynchrone en frein, le glissement est compris entre* $g = +1$ et $g = \frac{n_1 - (-\infty)}{n_1} = +\infty$.

Pratiquement, la marche en frein électromagnétique est utilisée le plus souvent dans les engins de levage lors de la descente d'une charge.

1-10. Principales relations. Couple électromagnétique d'une machine asynchrone

Dans une machine asynchrone le rotor tourne par rapport au champ à la vitesse $n_1 - n$. Les F.É.M. induites dans le rotor ont une fréquence de glissement

$$f_2 = p(n_1 - n) = pn_1 \frac{n_1 - n}{n_1} = fg. \tag{1-4}$$

Admettons que le flux magnétique résultant dans l'entrefer de la machine soit constant (Φ = const). Soit E_2 la F.É.M. induite dans l'enroulement du rotor et $x_2 = 2\pi f L_2$ sa réactance inductive de fuite pour un rotor immobile, c'est-à-dire pour $g = 1$. Lorsque le moteur tourne, c'est-à-dire pour un glissement g, on a :

$$E_{2g} = E_2 \frac{f_2}{f} = E_2 g \tag{1-5}$$

et

$$x_{2g} = x_2 \frac{f_2}{f} = x_2 g. \tag{1-6}$$

Par conséquent,

$$I_2 = \frac{E_2 g}{\sqrt{r_2^2 + (x_2 g)^2}} \tag{1-7}$$

et

$$\cos \psi_2 = \frac{r_2}{z_2} = \frac{r_2}{\sqrt{r_2^2 + (x_2 g)^2}}, \tag{1-8}$$

où r_2 est la résistance ohmique de l'enroulement rotorique et ψ_2 est l'angle de déphasage entre la F.É.M. E_{2g} et le courant I_2.

Le couple électromagnétique C sur l'arbre de la machine asynchrone est créé par l'interaction du flux Φ, que nous considérons comme constant, et la composante active du courant dans l'enroulement rotorique $I_2 \cos \psi_2$. Ainsi si k est le coefficient de proportionnalité, on a :

$$C = k \frac{E_2 g}{\sqrt{r_2^2 + (x_2 g)^2}} \frac{r_2}{\sqrt{r_2^2 + (x_2 g)^2}} = k \frac{E_2 g r_2}{r_2^2 + (x_2 g)^2}. \tag{1-9}$$

On déduit de l'équation (1-9) que le couple d'une machine asynchrone C est positif, c'est-à-dire moteur, pour $g > 0$ (moteur et frein

électromagnétique) et négatif, c'est-à-dire résistant, pour $g < 0$ (générateur). Pour $g = 0$ et $g = \pm \infty$, le couple $C = 0$. On trouve le glissement $g = g_m$ qui correspond à la valeur maximale du couple $C = C_m$ en résolvant l'équation

$$\frac{dC}{dg} = kE_2 \frac{r_2 [r_2^2 + (x_2 g)^2] - g r_2 2 g x_2^2}{[r_2^2 + (x_2 g)^2]^2} = 0.$$

On obtient ainsi

$$g_m = \pm \frac{r_2}{x_2}. \tag{1-10}$$

En introduisant cette valeur de g_m dans l'équation (1-9) on obtient :

$$C_m = \pm k \frac{E_2}{2x_2}. \tag{1-11}$$

Donc la valeur du couple maximal ne dépend pas de la résistance du rotor r_2, seul en dépend le glissement g_m pour lequel le couple C atteint la plus grande valeur.

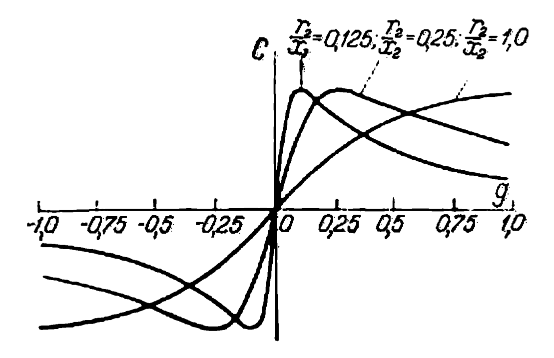


Fig. 1-25. Courbes du couple moteur d'une machine asynchrone en fonction du glissement pour différentes valeurs de la résistance du circuit rotorique.

La fig. 1-25 représente les relations $C = f(g)$ pour $x_2 = \text{const}$, et pour différentes valeurs de la résistance rotorique r_2. La théorie de la machine asynchrone est exposée plus en détail dans la 3e partie.

1-11. Principe d'exécution des enroulements des machines à courant alternatif

A l'heure actuelle, dans les machines à courant alternatif on utilise principalement des enroulements à deux couches qui ont beaucoup de points communs avec les enroulements à deux couches des induits des machines à courant continu et que l'on peut obtenir en partant des enroulements d'induit des machines à courant continu.

Dans le tome I (chapitre III) nous avons examiné les polygones de potentiel des enroulements d'induit des machines à courant continu obtenus par composition géométrique des vecteurs de *l'harmonique fondamental* des F.É.M. de toutes les sections selon l'ordre dans lequel ils se suivent dans le circuit fermé de l'enroulement. Pour un nombre d'encoches et de sections suffisamment grand (théoriquement infini), le polygone de potentiels se transforme en un cercle ou bien lorsque l'enroulement de l'induit

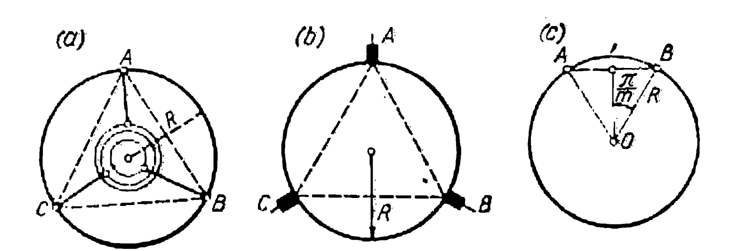


Fig. 1-26. Principe d'obtention d'un enroulement triphasé à partir d'un enroulement d'induit fermé d'une machine à courant continu.

comporte $2a$ branches parallèles en a cercles superposés où à chaque portion du cercle correspond une portion déterminée de l'enroulement fermé sur lui-même.

En partant de cette notion on voit aisément qu'un enroulement à courant alternatif peut être obtenu de la façon la plus simple à partir d'un enroulement à courant continu fermé à deux couches lorsque dans chaque portion de cet enroulement, qui forme un polygone de potentiels complet, on réalise un nombre de dérivations qui correspond au nombre de phases de la machine. Il faut réunir les points équipotentiels des dérivations et chaque phase aura alors un nombre de branches parallèles a égal au nombre de paires de branches parallèles de l'enroulement à courant continu initial.

La fig. 1-26,a représente le cercle de potentiel d'un enroulement à courant continu et le schéma de principe de la connexion des bagues collectrices à une branche d'un système triphasé. Un tel enroulement est utilisé dans les commutatrices car dans ces machines l'enroulement d'induit doit être exécuté comme un enroulement fermé à courant continu connecté d'un côté au collecteur et de l'autre côté aux bagues collectrices (chapitre XVII).

L'enroulement d'induit d'une machine triphasée à collecteur est analogue à l'enroulement décrit à cette différence près que l'enroulement de la machine à collecteur est divisé en portions qui correspondent aux différentes phases non pas par des prises réunies aux bagues collectrices, mais par des balais appliqués au collecteur (fig. 1-26,b).

Les côtés des triangles ABC sur la fig. 1-26,*a* et *b* représentent simultanément les tensions simples et composées de l'enroulement car les enroulements de phase sont connectés en triangle.

La longueur de l'arc de cercle AB entre les points voisins des connexions sur la fig. 1-26,*a* et *b* correspond à la somme algébrique des F.É.M. de la portion donnée ou de la phase de l'enroulement et la corde correspondante AB représente leur somme géométrique qui donne la tension entre les bagues ou entre les balais A et B.

Le rapport de la somme géométrique des F.É.M. des sections d'une phase des enroulements à la somme algébrique de ces F.É.M., appelé facteur de distribution de l'enroulement, permet de juger de l'utilisation de l'enroulement. Dans le cas considéré, pour $m = 3$ et pour un très grand nombre d'encoches on a :

$$k_{d\infty} = \frac{\text{corde } AB}{\text{arc } AB} = \frac{R\sqrt{3}}{\frac{1}{3}2\pi R} = \frac{3\sqrt{3}}{2\pi} = 0,827.$$

Dans le cas général, si la machine comporte m phases (fig. 1-26,*c*) pour un très grand nombre d'encoches on a :

$$k_{d\infty} = \frac{2R\sin\frac{\pi}{m}}{\frac{1}{m}2\pi R} = \frac{\sin\frac{\pi}{m}}{\frac{\pi}{m}} = \frac{m\sin\frac{\pi}{m}}{\pi}. \qquad (1\text{-}12)$$

En particulier, pour $m = 6$ on a :

$$k_{d\infty} = \frac{6\cdot\sin 30^\circ}{\pi} = \frac{3}{\pi} = 0,955.$$

De cette façon pour un enroulement triphasé la F.É.M. d'une phase diminue de 17,3 % par rapport à la somme algébrique des F.É.M. des éléments d'une phase d'enroulement tandis qu'avec un enroulement hexaphasé cette diminution n'est que de 4,5 %. Pour cette raison les induits des machines polyphasées à collecteur et des commutatrices sont parfois hexaphasés.

Les enroulements de phase indiqués sur la fig. 1-26,*a* peuvent être réunis en étoile si l'on coupe l'enroulement de l'induit à courant continu en trois parties (fig. 1-27,*a*) en supposant que $2a = 2$. La tension composée augmente alors de $\sqrt{3}$ fois (on envisage seulement le premier harmonique), mais l'utilisation de l'enroulement et la valeur de son coefficient de distribution resteront les mêmes, voire $k_{d\infty} = 0,827$ (fig. 1-27,*b*).

On obtient de meilleurs résultats avec les enroulements triphasés basés sur la division du polygone de F.É.M. en six zones (fig. 1-28,*a*). Pour que les F.É.M. des demi-phases opposées (par exemple, A et X) agissent dans le même sens il faut réunir la fin de la demi-phase A avec la fin de la demi-phase X (fig. 1-28,*b*). Avec un enroulement uniformément réparti (le nombre d'encoches $Z = \infty$) on obtient le

facteur de distribution

$$k_{d\infty} = \frac{\sin \frac{\pi}{6}}{\frac{\pi}{6}} = \frac{3}{\pi} = 0{,}955.$$

Nous voyons que dans un enroulement à zone de phase de 60° le cuivre est utilisé $\frac{0{,}955}{0{,}827} = 1{,}15$ fois, c'est-à-dire de 15 %, mieux

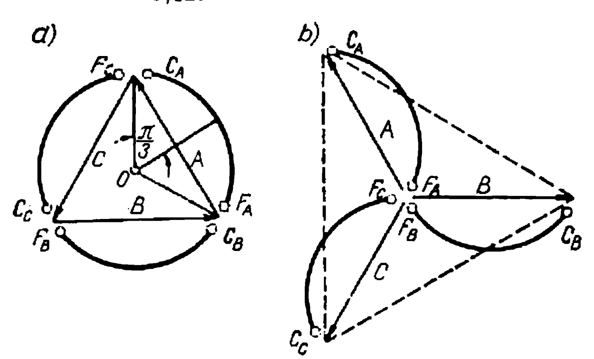


Fig. 1-27. Principe d'obtention d'un enroulement triphasé avec zone de phase de 120° à partir d'un enroulement d'induit découpé d'une machine à courant continu.

que dans un enroulement à zone de phase de 120°. De la même façon un enroulement à zone de phase de 60 ° permet dans chaque portion

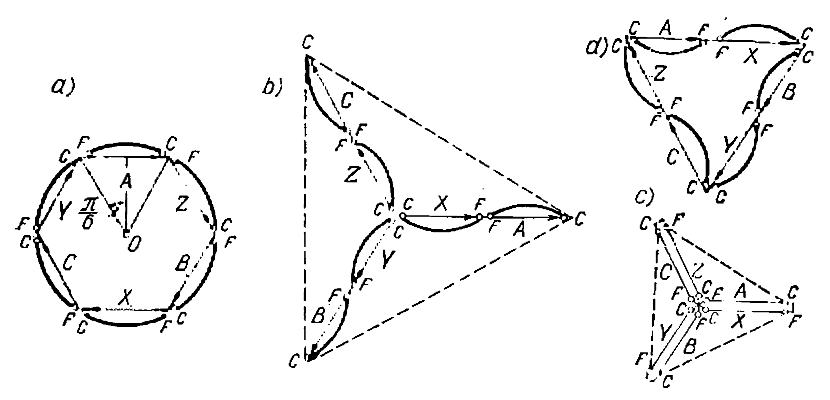


Fig. 1-28. Principe d'obtention d'un enroulement triphasé avec zone de phase de 60° à partir d'un enroulement d'induit découpé d'une machine à courant continu.

qui forme des polygones de F.É.M. d'avoir deux groupes parallèles en connectant en parallèle le commencement et la fin d'une demi-phase avec la fin et le commencement de la demi-phase correspondan-

te (fig. 1-28,*c*). De la même façon on peut réunir les demi-phases en triangle (fig. 1-28,*d*).

Le nombre d'encoches Z d'un enroulement réel est fini. Pour que toutes les demi-phases de l'enroulement à zone de 60° soient identiques et pour qu'on puisse obtenir de la façon la plus simple un enroulement symétrique, il faut que le nombre d'encoches par zone, c'est-à-dire le nombre d'encoches par pôle et par phase

$$q = \frac{Z}{2pm} \qquad (1\text{-}13)$$

soit un nombre entier. De tels enroulements sont appelés enroulements à nombre entier d'encoches par pôle et par phase ; ils sont les plus répandus. Par la suite, nous envisagerons surtout ces enroulements. Les enroulements à q fractionnaire seront examinés séparément (§ 3-6).

L'enroulement se compose de bobines exécutées comme les sections d'un enroulement d'induit d'une machine à courant continu. Dans le cas général la bobine comprendra un nombre déterminé de spires connectées en série et ayant une isolation commune par rapport à la masse. Chaque zone de 60 ° comprend un groupe de bobines en série. Une phase comporte des groupes de bobines décalées le long de la circonférence de l'induit l'une par rapport à l'autre de 180 degrés électriques. Le nombre de groupes de bobines dans chaque phase des enroulements de ce type obtenus à partir des enroulements d'induit à deux couches à courant continu est égal au nombre de pôles $2p$. Ces groupes peuvent être connectés en série ou en parallèle selon le principe déjà examiné.

Chapitre II

LES FORCES ÉLECTROMOTRICES DANS LES ENROULEMENTS DES MACHINES À COURANT ALTERNATIF

2-1. Principales caractéristiques des F.É.M. des courants alternatifs

Les F.É.M. des courants alternatifs sont caractérisées par trois paramètres principaux : a) la valeur, b) la fréquence, c) la forme de la courbe.

Il est relativement facile d'obtenir des F.É.M. de valeur et de fréquence requises ; il est plus difficile d'obtenir des F.É.M. de forme requise. Généralement on exige que la F.É.M. d'une machine destinée à travailler dans des installations industrielles soit pratiquement sinusoïdale. Ceci concerne surtout les alternateurs, car les harmoniques supérieurs de la F.É.M. exercent une influence néfaste non seulement sur l'alternateur et la plupart de récepteurs de courant en y augmentant les pertes, mais aussi sur les lignes de transport en créant des surtensions dans différentes portions de la ligne et en exerçant une influence inductive sur les lignes à courants faibles très proches.

Examinons la question de la F.É.M. d'un enroulement à courant alternatif d'une machine synchrone et commençons par l'analyse du cas le plus simple.

2-2. F.É.M. d'un conducteur

Disposons le conducteur *a* sur le stator et les épanouissements polaires sur le rotor parallèlement à l'axe de la machine (fig. 2-1). Excitons la machine et faisons la tourner à la vitesse $n = \text{const}$. La valeur instantanée de la F.É.M. induite dans le conducteur *a* sera :

$$e_c = B_x l v, \qquad (2\text{-}1)$$

B_x représente la valeur de l'induction à l'endroit où le conducteur se trouve à l'instant donné.

De cette façon la nature de la variation dans le temps de la F.É.M induite dans le conducteur ou, autrement dit, la forme de la courbe de la F.É.M. dans le conducteur en fonction du temps correspond exactement à la courbe de répartition de l'induction dans l'entrefer suivant la circonférence de l'induit. Pour rapprocher la F.É.M.

d'une sinusoïde il faut que la forme de la courbe du champ contienne le moins possible d'harmoniques supérieurs. A cette fin l'entrefer des machines synchrones à pôles saillants est généralement non uniforme suivant la circonférence du pôle. Généralement, l'épanouissement polaire a un rayon tel que l'entrefer δ' sous les cornes polaires est 1,5 ou 2 fois plus grand que l'entrefer δ sous le milieu du pôle

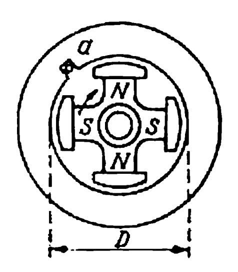


Fig. 2-1. F.É.M. dans le conducteur.

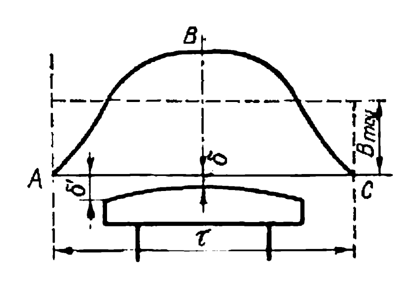


Fig. 2-2. Répartition de l'induction dans l'entrefer au-dessus d'un pas polaire.

(fig. 2-2). De même dans les machines à pôles lisses le rapport de la partie bobinée du rotor à son intervalle polaire est égal environ à 0,75.

Au passage par le conducteur d'une double distance polaire 2τ correspond une période complète T de la F.É.M. dans le temps et pour cette raison la valeur efficace de la F.É.M. du conducteur est

$$E_c = \sqrt{\frac{2}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} e_c^2\,dt} = lv\sqrt{\frac{2}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} B_x^2\,dt}, \qquad (2\text{-}2)$$

où le facteur

$$B = \sqrt{\frac{2}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} B_x^2\,dt}$$

représente la valeur efficace de l'induction.

La vitesse périphérique du rotor

$$v = \pi D n = \frac{2\pi D}{2p}\,pn = 2\tau f.$$

Désignons le rapport des valeurs efficace et moyenne B et B_m par le facteur de forme de la courbe du champ

$$k_e = \frac{B}{B_m} \qquad (2\text{-}3)$$

et remplaçons $v = 2\tau f$. En tenant compte du fait que le flux total d'un pôle

$$\Phi = \tau l B_m,$$

on obtient

$$E_c = l 2\tau f k_e B_m = 2 k_e \Phi f. \quad (2\text{-}4)$$

Pour la courbe sinusoïdale du champ

$$k_e = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1{,}11,$$

d'où dans ce cas on a

$$E_c = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \Phi f = 2{,}22 \Phi f. \quad (2\text{-}5)$$

Déterminons la valeur efficace de la F.É.M. du conducteur dans le cas général lorsque le champ est réparti de façon non sinusoïdale suivant la circonférence de l'induit.

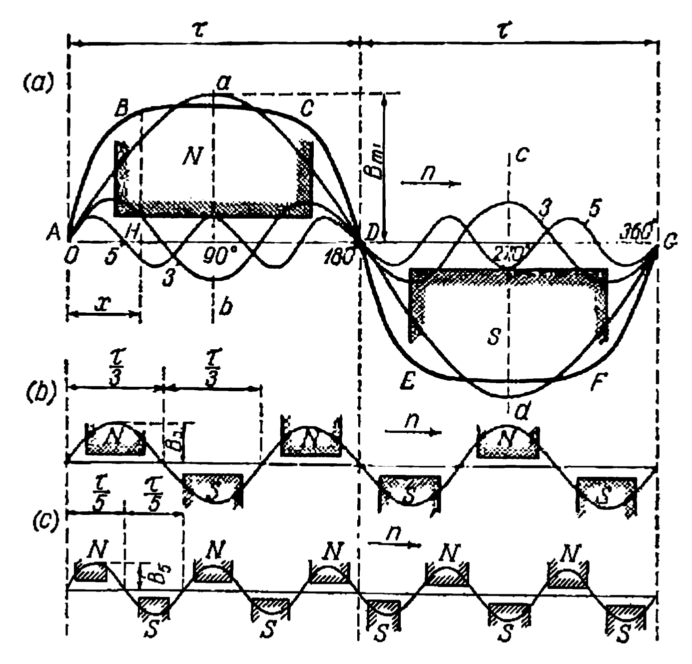


Fig. 2-3. Répartition de l'induction sous le pôle:
a — développement de la courbe d'induction en série d'harmoniques; *b* et *c* — modèles des rotors qui créent le troisième et le cinquième harmonique d'induction.

Admettons que la courbe d'induction est symétrique par rapport à l'axe des abscisses ainsi que par rapport à l'axe du pôle *ab* et *cd* (fig. 2-3,*a*). Dans ce cas la courbe d'induction contient, en plus de l'harmonique fondamental, des harmoniques supérieurs d'ordre

impair: $\nu = 3, 5, \ldots$, c'est-à-dire que $\nu = 2k \pm 1$ et tous ces harmoniques coupent l'axe des abscisses aux points communs A, D, etc.

Qualifions ces harmoniques d'induction spatiaux vu qu'ils sont répartis suivant la circonférence de l'induit. L'harmonique fondamental d'induction a une amplitude B_{m1} et un pas polaire τ qui correspond au nombre réel de paires de pôles p; les harmoniques supérieurs ont des amplitudes $B_{m3}, B_{m5}, \ldots, B_{m\nu}$ et des pas polaires $\frac{\tau}{3}, \frac{\tau}{5}, \ldots, \frac{\tau}{\nu}$ conformément à leurs nombres de « paires de pôles » $3p, 5p, \ldots, \nu p$ (fig. 2-3,*b*, *c*).

Chaque harmonique d'induction détermine l'harmonique du flux qui lui correspond, voire

$$\Phi_1 = \tau l B_{m1} = \frac{2}{\pi} \tau l B_{m1}; \qquad (2\text{-}6a)$$

$$\Phi_3 = \frac{\tau}{3} l B_{m3} = \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{3} l B_{m3}; \qquad (2\text{-}6b)$$

. . . .

$$\Phi_\nu = \frac{\tau}{\nu} l B_{m\nu} = \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{\nu} l B_{m\nu}. \qquad (2\text{-}6c)$$

Vu que tous les harmoniques d'induction du champ des pôles d'une machine synchrone sont immobiles par rapport au pôle ils tournent tous à la même vitesse n que le rotor. Pour cette raison la fréquence de la F.É.M. induite dans le conducteur par chaque harmonique du flux sera:

$$f_1 = pn; \quad f_3 = 3pn, \ldots, f_\nu = \nu pn. \qquad (2\text{-}7)$$

Conformément à la formule (2-5) on a

$$E_{c1} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \Phi_1 f_1 = \sqrt{2}\, \tau l B_{m1} f_1; \qquad (2\text{-}8a)$$

$$E_{c3} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \Phi_3 f_3 = \sqrt{2} \frac{\tau}{3} l B_{m3} 3 f_1 = \sqrt{2}\, \tau l B_{m3} f_1; \qquad (2\text{-}8b)$$

. . . .

$$E_{c\nu} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \Phi_\nu f_\nu = \sqrt{2} \frac{\tau}{\nu} l B_{m\nu} \nu f_1 = \sqrt{2}\, \tau l B_{m\nu} f_1. \qquad (2\text{-}8c)$$

La valeur efficace de la F.É.M. résultante du conducteur sera:

$$E_c = \sqrt{E_{c1}^2 + E_{c3}^2 + \ldots + E_{c\nu}^2 + \ldots} =$$
$$= E_{c1} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{c3}}{E_{c1}}\right)^2 + \ldots + \left(\frac{E_{c\nu}}{E_{c1}}\right)^2 + \ldots} =$$
$$= E_{c1} \sqrt{1 + \left(\frac{B_{m3}}{B_{m1}}\right)^2 + \ldots + \left(\frac{B_{m\nu}}{B_{m1}}\right)^2 + \ldots} =$$
$$= \frac{\pi}{\sqrt{2}} \Phi_1 f_1 \sqrt{1 + k_{B3}^2 + \ldots + k_{B\nu}^2 + \ldots}. \qquad (2\text{-}9)$$

Les coefficients

$$k_{B3}=\frac{B_{m3}}{B_{m1}},\ \ldots,\ k_{B\nu}=\frac{B_{m\nu}}{B_{m1}}$$

représentent le rapport des amplitudes des harmoniques supérieurs de l'induction $B_{m3}, \ldots, B_{m\nu}$ à l'amplitude de l'onde fondamentale d'induction B_{m1}.

Vu qu'au flux d'une demi-onde d'induction de l'harmonique fondamental du champ on ajoute ou on retranche le flux d'une demi-onde du champ de l'harmonique supérieur (fig. 2-3,a), le flux total par pôle Φ est exprimé par la somme algébrique suivante:

$$\Phi=\Phi_1\pm\Phi_3\pm\ldots\pm\Phi_\nu\pm\ldots=\Phi_1\left(1\pm\frac{\Phi_3}{\Phi_1}\pm\ldots\pm\frac{\Phi_\nu}{\Phi_1}\pm\ldots\right)=$$
$$=\Phi_1\left(1\pm\frac{B_{m3}}{3B_{m1}}\pm\ldots\pm\frac{B_{m\nu}}{\nu B_{m1}}\pm\ldots\right)=$$
$$=\Phi_1\left(1\pm\frac{1}{3}k_{B3}\pm\ldots\pm\frac{1}{\nu}k_{B\nu}\pm\ldots\right)=\Phi_1 k_f. \qquad (2\text{-}10)$$

k_f est le facteur de forme du champ.

La F.É.M. du conducteur devient:

$$E_c=\frac{\pi}{\sqrt{2}}\Phi f_1\,\frac{\sqrt{1+k_{B3}^2+\ldots+k_{B\nu}^2+\ldots}}{1\pm\frac{1}{3}k_{B3}\pm\ldots\pm\frac{1}{\nu}k_{B\nu}\pm\ldots}. \qquad (2\text{-}11)$$

Par un simple calcul il n'est pas difficile de se rendre compte que même au cas où les harmoniques supérieurs de l'induction sont assez importants ils influent relativement peu sur les valeurs de E_c mais en même temps, comme il en résulte de tout ce que nous venons de dire, ils se reflètent dans la courbe de la F.É.M. du conducteur et déforment celle-ci.

2-3. F.É.M. d'une spire et d'un enroulement concentré à pas total (diamétral)

Sur la fig. 2-4 est représentée une spire à pas total $y=\tau$. Comme nous l'avons déjà montré dans le tome I, la F.É.M. d'une telle spire est le résultat de la soustraction géométrique des vecteurs $\dot{E}'_c$ et $\dot{E}''_c$ induits dans chaque conducteur de la spire. La valeur efficace de la F.É.M. d'une spire à pas total sera donc:

$$E_s=2E_c. \qquad (2\text{-}12)$$

Dans le cas général, on peut enrouler une *bobine* en connectant en série w_b spires. Si la machine comporte p paires de pôles et sous chaque paire de pôles on place une telle bobine disposée de la même façon par rapport aux pôles, en réunissant toutes les bobines en série,

on obtient un enroulement dit concentré ($q = 1$) comprenant $w = w_b p$ spires connectées en série. La F.É.M. d'un tel enroulement sera donc:

$$E = 2E_c w_b p = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} \Phi_1 w f_1 \sqrt{1 + k_{B3}^2 + \ldots + k_{B\nu}^2 + \ldots} =$$

$$= \frac{2\pi}{\sqrt{2}} \Phi w f_1 \frac{\sqrt{1 + k_{B3}^2 + \ldots + k_{B\nu}^2 + \ldots}}{1 \pm \frac{1}{3} k_{B3} \pm \ldots \pm \frac{1}{\nu} k_{B\nu} \ldots}. \tag{2-13}$$

Par sa forme la F.É.M. d'un tel enroulement ne diffère pas de celle d'un seul conducteur.

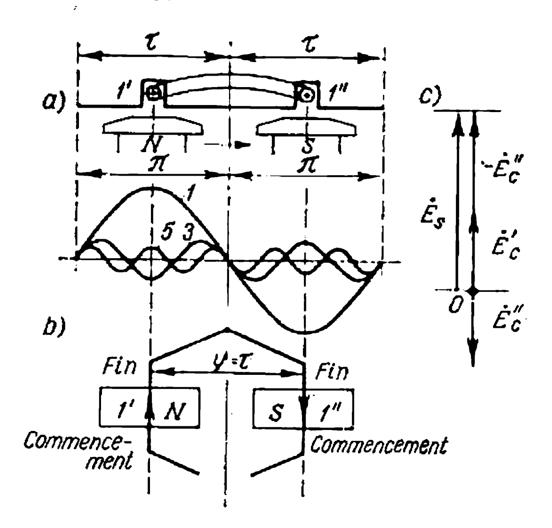


Fig. 2-4. F.É.M. d'une spire pour $y = \tau$.

2-4. F.É.M. d'un enroulement réparti à pas total

a) Harmonique fondamental de la F.É.M. Généralement, l'enroulement n'est pas concentré ($q = 1$) mais réparti ($q > 1$), c'est-à-dire que le nombre de spires nécessaire sous chaque paire de pôles n'est pas logé dans la même bobine, mais est réparti sur plusieurs bobines connectées en série et logées dans q encoches voisines. Un tel élément à q bobines est appelé groupe de bobines.

Supposons que le nombre d'encoches par intervalle polaire est $Q = 6$ (fig. 2-5). Le groupe de bobines dans le cas considéré comprend 4 bobines à pas total ($y = \tau$); sous chaque pôle se trouvent 4 encoches ($q = 4$). Toutes les q bobines sont connectées en série de façon que la fin d'une bobine quelconque est réunie au commencement de la bobine suivante.

Pour le premier harmonique l'angle de décalage entre deux encoches voisines et par conséquent entre deux bobines voisines sera :

$$\gamma = \frac{\pi}{Q} = \frac{180^\circ}{6} = 30^\circ.$$

Vu qu'à l'instant considéré la bobine *1* se trouve sur la ligne neutre, les valeurs instantanées de la F.É.M. induites dans les bobines *1*, *2*, *3* et *4* seront :

$$e_{b1} = E_{bm} \sin 0^\circ = 0 ; \quad e_{b2} = E_{bm} \sin \gamma = E_{bm} \sin 30^\circ ;$$

$$e_{b3} = E_{bm} \sin 2\gamma = E_{bm} \sin 60^\circ ; \quad e_{b4} = E_{bm} \sin 3\gamma = E_{bm} \sin 90^\circ.$$

Ces F.É.M. sont représentées sur la fig. 2-6,*a* par quatre vecteurs dont chacun représente la valeur maximale de la F.É.M. d'une bobine

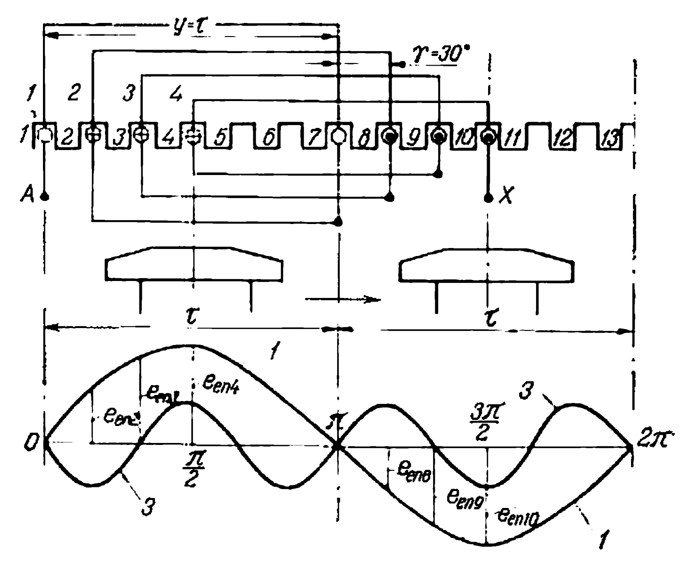


Fig. 2-5. F.É.M. d'un enroulement réparti à pas $y = \tau$.

ou, en changeant convenablement l'échelle, sa valeur efficace E_b. Chaque vecteur est ainsi décalé par rapport au vecteur voisin d'un angle $\gamma = 30^\circ$.

En composant géométriquement les quatre vecteurs on obtient une partie d'un polygone régulier *OABCD* (fig. 2-6,*b*) dont la résultante *OD* nous donne la valeur efficace de la F.É.M. résultante E_{q1} de quatre bobines de l'enroulement réparti.

La projection de la résultante *OD* sur l'axe des ordonnées nous donne la valeur instantanée de cette F.É.M. qui correspond à la disposition des encoches *1*, *2*, *3* et *4* par rapport au pôle comme indiqué sur la fig. 2-5. Aux autres instants le polygone de F.É.M. occupera

d'autres positions en tournant autour du centre O dans le sens antihoraire avec une pulsation $\omega = 2\pi f$.

Pour déterminer $E_{q1} = OD$ on indique (fig. 2-6,*b*) le centre O_1 de la circonférence décrite autour du polygone. Le rayon de cette circonférence, déterminé d'après le triangle isocèle OO_1A avec un angle au sommet γ, sera

$$R = \frac{E_b}{2 \sin \frac{\gamma}{2}}.$$

On pourra alors trouver $E_{q1} = OD$ du triangle isocèle OO_1D avec l'angle γq au sommet O_1:

$$E_{q1} = 2R \sin \frac{q\gamma}{2} = E_b \frac{\sin \frac{q\gamma}{2}}{\sin \frac{\gamma}{2}}.$$

Si tous les côtés actifs des bobines étaient concentrés dans une seule encoche, la F.É.M. serait égale à qE_b. De cette façon le rapport

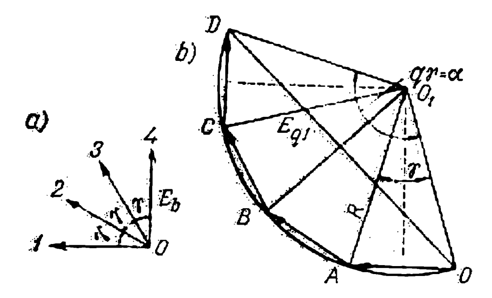


Fig. 2-6. Etoile et polygone de la F.É.M. des bobines de la fig. 2-5.

de la somme géométrique de F.É.M. d'un enroulement réparti à la F.É.M. d'un enroulement concentré ayant le même nombre de spires

$$k_{d1} = \frac{E_{q1}}{qE_b} = \frac{E_b \sin \frac{q\gamma}{2}}{qE_b \sin \frac{\gamma}{2}} = \frac{\sin \frac{q\gamma}{2}}{q \sin \frac{\gamma}{2}}. \quad (2\text{-}14)$$

Le coefficient k_{d1} est appelé *facteur de distribution* et l'indice « 1 » indique qu'il se rapporte au premier harmonique de la F.É.M.

Pour un enroulement de m phases à zone de phase $\frac{\pi}{m}$ (dans le cas où $m = 3$ avec une zone de 60°) l'angle γ entre deux encoches voisines est:

$$\gamma = \frac{\pi}{mq}.$$

En introduisant cette valeur de γ dans l'expression (2-14) le facteur de distribution sera pour l'harmonique fondamental d'un enroulement polyphasé

$$k_{d1}=\frac{\sin\frac{\pi}{2m}}{q\sin\frac{\pi}{2mq}}. \qquad (2\text{-}15)$$

Vu que la disposition des encoches par rapport aux pôles sous tous les p paires de pôles est la même, on peut rapporter la déduction faite plus haut à tout enroulement comprenant qp bobines connectées en série dont chacune comprend w_b spires réunies en série. Il en résulte que la valeur efficace du premier harmonique de la F.É.M. d'un enroulement réparti à pas total sera :

$$E_{q1}=\frac{2\pi}{\sqrt{2}}\Phi_1 f_1 qpw_b k_{d1}=\frac{2\pi}{\sqrt{2}}\Phi_1 f_1 wk_{d1}=2\sqrt{2}\tau lB_{m1}f_1wk_{d1}. \qquad (2\text{-}16)$$

$w = qpw_b$ est le nombre de spires connectées en série dans une phase de l'enroulement.

b) Harmoniques supérieurs de la F.É.M. d'un enroulement réparti. L'angle de décalage entre deux encoches voisines pour un harmonique du champ d'ordre ν est égal à $\nu\gamma$. Les vecteurs de la F.É.M induite par cet harmonique dans l'enroulement d'induit sont déphasés du même angle. Raisonnant comme pour le premier harmonique de la F.É.M. on obtient le facteur de distribution de l'enroulement pour le ν^{me} harmonique de la F.É.M.

$$k_{d\nu}=\frac{\sin\frac{\nu q\gamma}{2}}{q\sin\frac{\nu\gamma}{2}}=\frac{\sin\frac{\nu\pi}{2m}}{q\sin\frac{\nu\pi}{2mq}}. \qquad (2\text{-}17)$$

Ainsi, par exemple, le facteur de distribution indiqué sur la fig. 2-5 pour le troisième harmonique de la F.É.M. sera :

$$k_{d3}=\frac{\sin\frac{3\cdot4\cdot30^\circ}{2}}{4\sin\frac{3\cdot30^\circ}{2}}=0.$$

Cela s'explique par le fait que les 4 vecteurs des F.É.M. déphasés d'un angle de $3\gamma = 3\cdot30^\circ = 90^\circ$ forment un quadrilatère fermé (fig. 2-7).

Les harmoniques d'ordre $\nu_{3b} = 2Qk \pm 1 = 2mqk \pm 1$, où $k = 1, 2, 3, \ldots$ donnent les valeurs des facteurs de distribution égales au coefficient de distribution k_{d1} de l'harmonique fondamental.

En effet,

$$k_{d(2mqk\pm1)} = \frac{\sin\left[\frac{\pi}{2m}(2mqk \pm 1)\right]}{q\sin\left[\frac{\pi}{2mq}(2mqk \pm 1)\right]} = \pm \frac{\sin\frac{\pi}{2m}}{q\sin\frac{\pi}{2mq}} = \pm k_{d1}.$$

Les ordres de ces harmoniques sont rigidement liés au nombre d'encoches par intervalle polaire double $2Q$. Par exemple, pour $Q = 6$ et $2Q = 12$ avec $k = 1$ on obtient $\nu_{d1} = 11$ et 13. Pour cette raison ces harmoniques sont appelés harmoniques de denture.

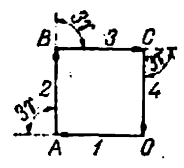


Fig. 2-7. Troisièmes harmoniques des F.É.M. des bobines de la fig. 2-5.

Pour un enroulement uniformément réparti où le nombre d'encoches par pôle et par phase q peut être adopté comme égal à l'infini, le facteur de distribution est égal au rapport de la corde à l'arc correspondant (fig. 2-6,*b*):

$$k_{d1} = \frac{\text{corde}\, OD}{\text{arc}\, OD} = \frac{2R\sin\frac{\alpha}{2}}{R\alpha} = \frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\frac{\alpha}{2}}. \tag{2-18}$$

Pour un harmonique de l'ordre ν on a:

$$k_{d\nu} = \frac{\sin\frac{\nu\alpha}{2}}{\frac{\nu\alpha}{2}}. \tag{2-19}$$

Dans le cas d'un enroulement triphasé $\alpha = 60°$ et pour un enroulement triphasé uniformément réparti, tous les facteurs de distribution pour les harmoniques, multiples de trois, sont:

$$k_{d\nu} = \pm\frac{2}{\nu}k_{d1}, \tag{2-20}$$

et pour tous les autres harmoniques

$$k_{d\nu} = \pm\frac{1}{\nu}k_{d1}. \tag{2-21}$$

Les signes + et — des facteurs de bobinage alternent après 3 harmoniques.

Facteurs de distribution des enroulements monophasés

Nombre total d'encoches par pôle Q	3	4	4	5	5	6	6	6
Nombre d'encoches par pôle et par phase q	2	2	3	2	3	2	3	4
k_{d1}	**0,866**	**0,925**	**0,804**	**0,953**	**0,872**	**0,966**	**0,910**	**0,833**
k_{d3}	0,000	0,385	−0,118	0,589	0,125	0,707	0,333	0,000
k_{d5}	**−0,866**	−0,385	−0,138	0,000	−0,333	0,259	−0,244	−0,224
k_{d7}	**−0,866**	**−0,925**	**0,804**	−0,589	0,127	−0,259	−0,244	0,244

Le tableau 2-1 donne les facteurs de distribution des enroulements monophasés pour l'harmonique fondamental et les harmoniques d'ordre supérieur pour différents rapports des nombres d'encoches Q et q. Le tableau 2-2 donne les valeurs correspondantes des facteurs de distribution pour les enroulements triphasés. Les valeurs des coefficients pour l'harmonique fondamental et pour les harmoniques de denture sont indiquées en gras.

Connaissant ces coefficients on peut déterminer les harmoniques d'ordre supérieur de la F.É.M. d'un enroulement réparti:

$$E_{q\nu} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} \Phi_\nu f_\nu w k_{d\nu} = 2\sqrt{2}\,\frac{\tau}{\nu}\, l B_{m\nu} \nu f_1 w k_{d\nu} =$$

$$= 2\sqrt{2}\,\tau l B_{m\nu} f_1 w k_{d\nu}. \qquad (2\text{-}22)$$

c) F.É.M. résultante d'un enroulement réparti à pas total. De façon analogue à la formule (2-13) on obtient:

$$E_q = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} \Phi f_1 w k_{d1} \frac{\sqrt{1 + (k_{B3}k'_{d3})^2 + \ldots + (k_{B\nu}k'_{d\nu})^2 + \ldots}}{1 \pm \frac{1}{3} k_{B3} \pm \ldots \pm \frac{1}{\nu} k_{B\nu} \pm \ldots}, \qquad (2\text{-}23)$$

où

$$k'_{d3} = \frac{k_{d3}}{k_{d1}}, \ \ldots, \ k'_{d\nu} = \frac{k_{d\nu}}{k_{d1}}$$

représentent les valeurs relatives des facteurs de distribution pour les harmoniques d'ordre supérieur.

Le coefficient $k_{d1} < 1$ et les coefficients $k_{d3}, \ldots, k_{d\nu}$ sont généralement inférieurs à k_{d1}. Pour cette raison *la F.É.M. d'un*

Tableau 2-2

Facteurs de distribution des enroulements triphasés à nombre entier d'encoches par pôle et par phase

$q = 2$		3	4	5	6	7	8	9	10	Enroulement uniformément réparti
$Q = 6$		9	12	15	18	21	24	27	30	
k_{d1}	**0,966**	**0,960**	**0,958**	**0,957**	**0,957**	**0,957**	**0,956**	**0,955**	**0,955**	**0,955**
k_{d3}	0,707	0,667	0,654	0,646	0,644	0,642	0,641	0,640	0,639	0,636
k_{d5}	0,259	0,217	0,205	0,200	0,197	0,195	0,194	0,194	0,193	0,191
k_{d7}	—0,259	—0,177	—0,158	—0,149	—0,145	—0,145	—0,141	—0,140	—0,140	—0,136
k_{d9}	—0,707	—0,333	—0,270	—0,247	—0,236	—0,229	—0,225	—0,222	—0,220	—0,212
k_{d11}	**—0,966**	—0,177	—0,126	—0,110	—0,102	—0,097	—0,095	—0,095	—0,092	—0,087
k_{d13}	**—0,966**	0,217	0,126	0,102	0,092	0,086	0,085	0,081	0,079	0,075
k_{d15}	—0,707	0,667	0,270	0,200	0,172	0,158	0,150	0,145	0,141	0,127
k_{d17}	—0,259	**0,960**	0,158	0,102	0,084	0,075	0,070	0,066	0,064	0,056
k_{d19}	0,259	**0,960**	—0,205	—0,110	—0,084	—0,072	—0,066	—0,062	—0,060	—0,050
k_{d21}	0,707	0,667	—0,654	—0,247	—0,172	—0,145	—0,127	—0,118	—0,112	—0,091
k_{d23}	**0,966**	0,217	**—0,958**	—0,149	—0,092	—0,072	—0,065	—0,057	—0,054	—0,041
k_{d25}	**0,966**	—0,177	**—0,958**	0,200	0,102	0,075	0,065	0,056	0,052	0,038
k_{d27}	0,707	—0,333	—0,654	0,646	0,236	0,158	0,127	0,111	0,101	0,071
k_{d29}	0,259	—0,177	—0,205	**0,957**	0,145	0,086	0,056	0,056	0,050	0,053
k_{d31}	—0,259	0,217	0,158	**0,957**	—0,197	—0,097	—0,070	—0,057	—0,050	—0,051
k_{d33}	—0,707	0,667	0,270	0,646	—0,644	—0,229	—0,150	—0,118	—0,101	—0,058
k_{d35}	**—0,966**	**0,960**	0,126	0,200	**—0,957**	—0,143	—0,085	—0,062	—0,052	—0,007
k_{d37}	**—0,966**	**0,960**	—0,126	—0,149	**—0,957**	0,195	0,095	0,066	0,054	0,026
k_{d39}	—0,707	0,667	—0,270	—0,247	—0,644	0,642	0,225	0,145	0,112	0,049
k_{d41}	—0,250	0,217	—0,158	—0,110	—0,197	**0,957**	0,141	0,081	0,060	0,023
k_{d43}	0,259	—0,177	0,205	0,102	0,145	**0,957**	—0,194	—0,095	—0,064	—0,022
k_{d45}	0,707	—0,333	0,654	0,200	0,256	0,642	—0,641	—0,022	—0,141	—0,042
k_{d47}	**0,966**	—0,177	**0,958**	0,102	0,102	0,195	—0,956	—0,140	—0,079	—0,020

enroulement réparti est inférieure à la F.É.M. d'un enroulement concentré ayant le même nombre de spires mais a une meilleure forme de la courbe. En particulier on peut avoir $k_{d\nu} = 0$ (voir le tableau 2-1); cela signifie que l'harmonique donné est absent dans la courbe de la F.É.M. bien qu'il puisse être important dans la courbe du champ.

2-5. F.É.M. d'un enroulement concentré à pas raccourci

a) F.É.M. d'une spire à pas raccourci. Les enroulements des machines à courant alternatif sont le plus souvent à pas raccourci (fig. 2-8,*a*).

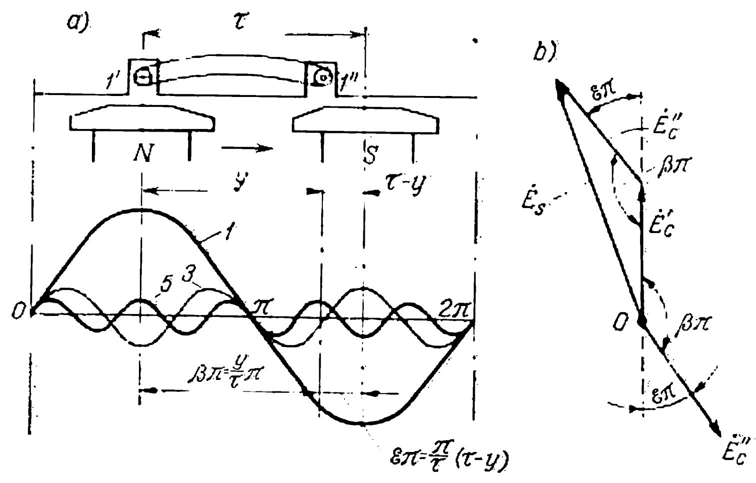


Fig. 2-8. F.É.M. d'une spire à pas $y < \tau$.

Désignons par β la valeur du pas relatif d'enroulement:

$$\beta = \frac{y}{\tau}. \tag{2-24}$$

A un tel pas d'enroulement correspond un angle $\beta\pi$ et les harmoniques fondamentaux de la F.É.M. dans les conducteurs *1'* et *1''* de la spire sont décalés d'un angle $\beta\pi$ et pour l'harmonique d'ordre ν ils le sont d'un angle $\nu\beta\pi$.

Le diagramme vectoriel pour l'harmonique fondamental de la F.É.M. de la spire est construit sur la fig. 2-8,*b*. Selon ce diagramme

$$E_{s1} = 2E_{c1} \sin \frac{\beta\pi}{2} = 2E_{c1} k_{r1}, \tag{2-25}$$

où

$$k_{r1} = \sin \frac{\beta\pi}{2} \tag{2-26}$$

représente le facteur de raccourcissement pour le premier harmonique de la F.É.M.

Le facteur k_{r1} peut aussi être exprimé par la valeur relative de raccourcissement du pas ε:

$$\varepsilon = 1 - \beta,$$

notamment

$$k_{r1} = \cos\frac{\varepsilon\pi}{2}. \tag{2-27}$$

Dans le cas général:

$$E_{s\nu} = 2E_{c\nu}k_{r\nu}, \tag{2-28}$$

avec

$$k_{r\nu} = \sin\frac{\nu\beta\pi}{2}, \tag{2-29}$$

qui représente le facteur de raccourcissement pour l'harmonique d'ordre ν.

Il n'est pas difficile de démontrer que pour les harmoniques de denture les facteurs de raccourcissement du pas sont aussi égaux au facteur de raccourcissement du pas pour l'harmonique fondamental. En effet, l'angle $\beta\pi$ qui correspond à la valeur du pas y peut être exprimé sous la forme suivante

$$\beta\pi = \frac{y\pi}{\tau} = \frac{Q-S}{Q}\pi,$$

S est le nombre d'intervalles dentaires duquel le pas a été raccourci. Dans ce cas

$$k_{r1} = \sin\frac{\beta\pi}{2} = \cos\frac{\pi}{2}\frac{S}{Q}, \tag{2-30}$$

et pour les harmoniques de denture:

$$k_{r\nu 3} = \sin\frac{\nu_3\beta\pi}{2} = \sin\left[(2Qk \pm 1)\frac{Q-S}{Q}\frac{\pi}{2}\right] =$$

$$= \pm\cos\frac{\pi}{2}\frac{S}{Q} = \pm k_{r1}. \tag{2-31}$$

b) F.É.M. d'un enroulement concentré à pas raccourci. Réalisons un enroulement de p bobines à pas raccourci disposées de façon identique par rapport aux pôles. Si chaque bobine comprend w_b spires connectées en série et si toutes les bobines sont aussi connectées en série, on a un enroulement à raccourcissement préétabli du pas comprenant $w = pw_b$ spires. La valeur efficace de la F.É.M. résultante de cet enroulement est exprimée par une formule analogue à la formule (2-23):

$$E = \frac{2\pi}{\sqrt{2}}\Phi f_1 w k_{r1}\frac{\sqrt{1+(k_{B3}k'_{r3})^2+\ldots+(k_{B\nu}k'_{r\nu})^2+\ldots}}{1\pm\frac{1}{3}k_{B3}\pm\ldots\pm\frac{1}{\nu}k_{B\nu}\pm\ldots} \tag{2-32}$$

où

$$k'_{r3} = \frac{k_{r3}}{k_{r1}}, \quad k'_{r\nu} = \frac{k_{r\nu}}{k_{r1}}$$

représentent les valeurs relatives des facteurs de raccourcissement du pas pour les harmoniques supérieurs.

Le facteur $k_{r1} < 1$ et les facteurs $k_{r3}, \ldots, k_{r\nu}$ sont généralement inférieurs à k_{r1}. Pour cette raison la F.É.M. d'un enroulement à pas raccourci, toutes les autres conditions restant les mêmes, est inférieure à la F.É.M. d'un enroulement à pas total mais sa courbe a une meilleure forme vu que les harmoniques supérieurs de la F.É.M. diminuent de $k_{r\nu}$ fois par rapport aux harmoniques supérieurs du champ. Dans un cas particulier $k_{r\nu}$ peut être nul. Soit, par exemple, le pas d'enroulement $y = \frac{4}{5}\tau$, c'est-à-dire que le pas relatif $\beta = \frac{4}{5}$; conformément à l'égalité (2-29) on a alors pour le cinquième harmonique de la F.É.M.

$$k_{r\nu} = \sin\frac{5 \cdot 4\pi}{5 \cdot 2} = \sin 2\pi = 0.$$

De cette façon le cinquième harmonique de la F.É.M. disparaît. Du point de vue physique on peut expliquer cela par le fait que le cinquième harmonique du champ induit dans les côtés de la bobine des F.É.M. qui sont égales en valeur absolue mais agissent en sens opposés dans le circuit de la bobine (fig. 2-8). Lorsqu'on raccourcit le pas de l'enroulement de $\frac{1}{\nu}\tau$, l'harmonique d'ordre ν disparaît dans la courbe de la F.É.M. de l'enroulement. Généralement $\beta = 0{,}80$ à $0{,}85$ mais dans certains cas la valeur du pas d'enroulement peut atteindre $\left(\frac{1}{2} \text{ à } \frac{1}{3}\right)\tau$.

Exemple 2-1

Un moteur asynchrone triphasé à rotor bobiné et à nombre de pôles $2p = 6$ a un nombre d'encoches statoriques $Z_1 = 90$ avec un nombre d'encoches par pôle $\frac{90}{6} = 15$ et un nombre d'encoches rotoriques $Z_2 = 72$ avec un nombre d'encoches par pôle égal à 12. Le nombre d'encoches par pôle et par phase du stator $q_1 = 5$, le nombre d'encoches par pôle et par phase du rotor $q_2 = 4$.

Le pas d'enroulement statorique va de la 1ère à la 13ème encoche.

Le pas relatif d'enroulement statorique

$$\beta_1 = \frac{12}{15} = 0{,}8.$$

Le facteur de distribution pour $q_1 = 5$ selon le tableau 2-2 est :

$$k_{d1} = 0{,}957.$$

Le facteur de raccourcissement du pas d'après la formule (2-26) est:

$$k_{r1} = \sin 72° = 0{,}951.$$

Le facteur de bobinage résultant du stator est :

$$k_{b1} = 0{,}957 \cdot 0{,}951 = 0{,}91.$$

Le pas d'enroulement rotorique va de la 1ère à la 13ème encoche et pour cette raison le pas relatif est:

$$\beta_2 = \frac{12}{12} = 1,0.$$

Le facteur de distribution pour $q_2 = 4$ d'après le tableau 2-2 est:

$$k_{d2} = 0,958.$$

Le facteur de bobinage résultant du rotor est:

$$k_{b2} = 0,958 \cdot 1,0 = 0,958.$$

2-6. Expression générale de la F.É.M. de l'enroulement d'induit d'une machine à courant alternatif

A l'heure actuelle l'enroulement d'induit des machines à courant alternatif le plus répandu est l'enroulement réparti à deux couches (à deux étages) à pas raccourci (analogue à l'enroulement d'induit d'une machine à courant continu). En généralisant ce que nous avons dit au § 2-4 et 2-5 on a

a) pour l'harmonique fondamental de la F.É.M.:

$$E_1 = \pi \sqrt{2}\, w k_{d1} k_{r1} f_1 \Phi_1 = 2\sqrt{2}\, \tau l w k_{b1} f_1 B_{m1}; \qquad (2\text{-}33)$$

b) pour l'harmonique d'ordre ν de la F.É.M.:

$$E_\nu = \pi \sqrt{2}\, w k_{d\nu} k_{r\nu} f_\nu \Phi_\nu = 2\sqrt{2}\, \tau_\nu l w k_{b\nu} f_\nu B_{m\nu} \qquad (2\text{-}34)$$

et

$$\tau_\nu = \frac{\tau}{\nu} \text{ et } k_{b1} = k_{d1} k_{r1}, \; \ldots, \; k_{b\nu} = k_{d\nu} k_{r\nu} \qquad (2\text{-}35)$$

sont les coefficients d'enroulement pour le premier, ..., $\nu^{\text{ème}}$ harmonique.

La F.É.M. résultante de l'enroulement sera:

$$E = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} w k_{b1} f_1 \Phi \frac{\sqrt{1 + (k_{B3} k_3)^2 + \ldots + (k_{B\nu} k_\nu)^2 + \ldots}}{1 \pm \frac{1}{3} k_{B3} \pm \ldots \pm \frac{1}{\nu} k_{B\nu} \pm \ldots}, \qquad (2\text{-}36)$$

où

$$k_3 = \frac{k_{b3}}{k_{b1}} = \frac{k_{d3} k_{r3}}{k_{d1} k_{r1}}, \; \ldots, \; k_\nu = \frac{k_{b\nu}}{k_{b1}} = \frac{k_{d\nu} k_{r\nu}}{k_{d1} k_{r1}}$$

représentent les valeurs relatives des facteurs de bobinage pour les harmoniques d'ordres supérieurs.

Il résulte de tout ce que nous venons de dire que la répartition de l'enroulement et le raccourcissement de son pas, tout en diminuant un peu la valeur de la F.É.M. fondamentale, contribue à amélio-

rer la forme de la courbe de la F.É.M. résultante en la rapprochant d'une sinusoïde.

Souvent, les formules (2-33) et (2-34) de la F.É.M. sont données sous la forme :

$$E_1 = \pi \sqrt{2}\, w k_{b1} f_1 \Phi_1 = 4{,}44 w k_{b1} f_1 \Phi_1, \qquad (2\text{-}37)$$

$$E_\nu = \pi \sqrt{2}\, w k_{b\nu} f_\nu \Phi_\nu = 4{,}44 w k_{b\nu} f_\nu \Phi_\nu. \qquad (2\text{-}38)$$

Exemple 2-2.

Calculer les F.É.M. de l'harmonique fondamental et des harmoniques d'ordre 3, 5 et 7 d'un alternateur hydraulique triphasé dont voici les caractéristiques : puissance $S = 16\,500$ kVA, tension composée $U_n = 11\,000$ V, courant nominal $I_n = 865$ A, $\cos\varphi = 0{,}7$, fréquence $f = 50$ Hz, nombre de paires de pôles $2p = 12$, intervalle polaire $\tau = 0{,}693$ m, nombre de spires d'une phase de l'enroulement (connexion en étoile) $w_1 = 72$, nombre d'encoches par pôle et par phase $q_1 = 4$, pas relatif de l'enroulement $\beta = \frac{5}{6}$ (pas aux encoches y est de 1 à 11), longueur active $l = 1{,}3$ m. Les amplitudes des harmoniques $\nu = 1$, 3, 5 et 7 du champ d'excitation dans l'entrefer

$$B_{m1} = 0{,}75 \text{ T}, \quad B_{m3} = 0{,}039 \text{ T}, \quad B_{m5} = 0{,}035 \text{ T}, \quad B_{m7} = 0{,}02 \text{ T}.$$

Dans le tableau 2-2 on trouvera le facteur de distribution de l'enroulement pour $q_1 = 4$:

$$k_{d1} = 0{,}958, \quad k_{d3} = 0{,}654, \quad k_{d5} = 0{,}205, \quad k_{d7} = -0{,}158.$$

Les facteurs de raccourcissement d'après la formule (2-25) seront :

$$k_{r1} = \sin \frac{5}{6} \cdot \frac{\pi}{2} = \sin 75° = 0{,}966,$$

$$k_{r3} = \sin 3 \cdot \frac{5}{6} \cdot \frac{\pi}{2} = \sin 225° = -0{,}707,$$

$$k_{r5} = \sin 5 \cdot \frac{5}{6} \cdot \frac{\pi}{2} = \sin 375° = 0{,}259,$$

$$k_{r7} = \sin 7 \cdot \frac{5}{6} \cdot \frac{\pi}{2} = \sin 525° = 0{,}259.$$

Les facteurs de bobinage totaux

$$k_{b1} = k_{d1} k_{r1} = 0{,}958 \cdot 0{,}966 = 0{,}925,$$
$$k_{b3} = k_{d3} k_{r3} = 0{,}654 \cdot (-0{,}707) = -0{,}462,$$
$$k_{b5} = k_{d5} k_{r5} = 0{,}205 \cdot 0{,}259 = 0{,}053,$$
$$k_{b7} = k_{d7} k_{r7} = -0{,}158 \cdot 0{,}259 = -0{,}041.$$

Le flux de l'harmonique fondamental d'après la formule (2-6a) est

$$\Phi_1 = \frac{2}{\pi} \cdot 0{,}693 \cdot 1{,}3 \cdot 0{,}75 = 0{,}43 \text{ Wb}$$

et la F.É.M. de phase d'enroulement pour l'harmonique fondamental est d'après la formule (2-33)

$$E_1 = \pi \sqrt{2} \cdot 72 \cdot 0{,}925 \cdot 50 \cdot 0{,}43 = 6\,350 \text{ V}.$$

Les amplitudes relatives des harmoniques supérieurs du champ sont :

$$k_{\delta 3}=\frac{0,039}{0,75}=0,052,$$

$$k_{\delta 5}=\frac{0,035}{0,75}=0,047,$$

$$k_{\delta 7}=\frac{0,02}{0,75}=0,027.$$

Les valeurs relatives des harmoniques supérieurs des F.É.M., en tenant compte des formules (2-33) et (2-34), sont :

$$\frac{E_3}{E_1}= -0,052\cdot\frac{0,462}{0,925}= -0,026,$$

$$\frac{E_5}{E_1}= 0,047\cdot\frac{0,053}{0,925}=0,00269,$$

$$\frac{E_7}{E_1}= -0,027\cdot\frac{0,041}{0,925}= -0,00120.$$

On voit donc que la valeur relative des harmoniques supérieurs de la F.É.M. est de beaucoup inférieure aux valeurs relatives des harmoniques supérieurs de l'induction. Les valeurs absolues des F.É.M. simples des harmoniques supérieurs sont :

$$E_3= -6350\cdot 0,026= -165 \text{ V},$$

$$E_5=6350\cdot 0,00269=17,1 \text{ V},$$

$$E_7= -6350\cdot 0,00120= -7,6 \text{ V}.$$

La valeur efficace de la F.É.M. d'une phase de l'enroulement en tenant compte des harmoniques supérieurs jusqu'à $\nu=7$ inclusivement est:

$$E_{\text{ph}}=6350\sqrt{1+0,026^2+0,00269^2+0,00120^2}=6350\sqrt{1,000684}=$$
$$=6350\cdot 1,000342=6352,16 \text{ V},$$

c'est-à-dire diffère très peu de la valeur de la F.É.M. de l'harmonique fondamental.

Dans les tensions composées le troisième harmonique sera absent et pour cette raison la valeur efficace de la tension composée, en tenant compte des harmoniques jusqu'à l'ordre $\nu = 7$, est:

$$E_l=11\,000\sqrt{1+0,00269^2+0,00120^2}=11\,000\cdot 1,00000463=11\,000,051 \text{ V},$$

c'est-à-dire diffère très peu de la valeur composée de la F.É.M. de l'harmonique fondamental.

2-7. F.É.M. conjuguées

Dans la plupart des cas les machines à courant alternatif sont triphasées. Comme dans un transformateur, les enroulements à phases peuvent être connectés soit en étoile, soit en triangle. Tout ce que nous avons dit dans le tome I (chapitre XV) concernant le mode de couplage des enroulements, le rapport numérique entre

les tensions et les courants simples et composés et l'influence du mode de couplage des enroulements sur la forme de la courbe de la F.É.M. composée est valable pour ces machines. Mais chacun des enroulements à phases est réparti suivant la circonférence de l'induit et par conséquent a un facteur de distribution correspondant. Dans les machines triphasées le nombre d'encoches par pôle et par phase est $q = \frac{1}{3} Q$, où Q est le nombre d'encoches par pôle. Généralement q est un nombre entier, mais dans les cas spéciaux on réalise des enroulements à un nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase. Ces enroulements seront examinés séparément (§ 3-6).

Chapitre III

ENROULEMENTS DES MACHINES ÉLECTRIQUES À COURANT ALTERNATIF

3-1. Enroulements imbriqués triphasés à deux couches où q est un nombre entier

A la fin du premier chapitre nous avons examiné les moyens d obtenir des enroulements triphasés à deux couches en divisant en parties les enroulements fermés à deux couches utilisés dans les machines à courant continu.

Dans ce chapitre les questions concernant les enroulements triphasés seront examinées de façon plus détaillée.

Commençons l'examen des enroulements imbriqués à deux couches par un enroulement à pas total $y = \tau$ avec les données suivantes (fig. 3-1,*a*): nombre de phases $m = 3$, nombre de pôles $2p = 4$, nombre d'encoches $Z = 36$, nombre d'encoches par pôle et par phase

$$q = \frac{Z}{2pm} = \frac{36}{4 \cdot 3} = 3.$$

L'étoile de F.É.M. d'encoche de cet enroulement est montrée sur la fig. 3-1,*b* où sont représentés 36 vecteurs des F.É.M. d'encoche, désignés par des chiffres sans « ' ». Lorsqu'on parcourt une phase d'enroulement suivant son schéma (fig. 3-1,*a*) une partie de conducteurs est parcourue de bas en haut et l'autre partie de haut en bas. Par exemple, les conducteurs de la première bobine de la phase *A* qui se trouvent dans l'encoche n°1 sont parcourus de bas en haut, tandis que les conducteurs de l'encoche n°10 sont parcourus de haut en bas. Pour obtenir la F.É.M. d'une spire de cette bobine il faut retrancher du vecteur *1* le vecteur *10* (fig. 3-1,*b*). On peut cependant composer le vecteur *1* avec le vecteur *10'* obtenu en faisant tourner le vecteur *10* de 180°. Conformément à cela sur la fig. 3-1,*b* sont représentés 36 vecteurs des F.É.M. d'encoche désignés par des chiffres ordinaires et les vecteurs désignés par des chiffres primes et tournés de 180° par rapport aux vecteurs précédents. Pour obtenir la F.É.M. d'une phase de l'enroulement il faut composer les vecteurs ordinaires des encoches qui sont parcourues de bas en haut avec les vecteurs primes des encoches qui sont parcourues de haut en bas.

Si on désigne de la même façon les côtés des bobines en fonction du sens de parcours, l'ordre de connexion des bobines de l'enroulement (fig. 3-1,*a*) est déterminé par le tableau suivant :

A — 1 — 10′ — 2 — 11′ — 3 — 12′ —
— 21 — 12′ — 20 — 11′ — 19 — 10′ —
— 19 — 28′ — 20 — 29′ — 21 — 30′ —
— 3 — 30′ — 2 — 29′ — 1 — 28′ — X
B — 7 — 16′ — 8 — 17′ — 9 — 18′ —
— 27 — 18′ — 26 — 17′ — 25 — 16′ —
— 25 — 34′ — 26 — 35′ — 27 — 36′ —
— 9 — 36′ — 8 — 35′ — 7 — 34′ — Y
C — 13 — 22′ — 14 — 23′ — 15 — 24′ —
— 33 — 24′ — 32 — 23′ — 31 — 22′ —
— 31 — 4′ — 32 — 5′ — 33 — 6′ —
— 15 — 6′ — 14 — 5′ — 13 — 4′ — Z.

Si l'on tient compte de l'ordre de connexion des bobines de l'enroulement indiqué dans ce tableau, l'étoile des F.É.M. d'encoche aura la forme des trois groupes concentrés dont les sommes géométriques résultantes des vecteurs ont des axes décalés l'un par raport à l'autre de 120° (fig. 3-1,*c*). Cela prouve que par suite de la connexion des bobines de l'enroulement un système triphasé régulier est formé.

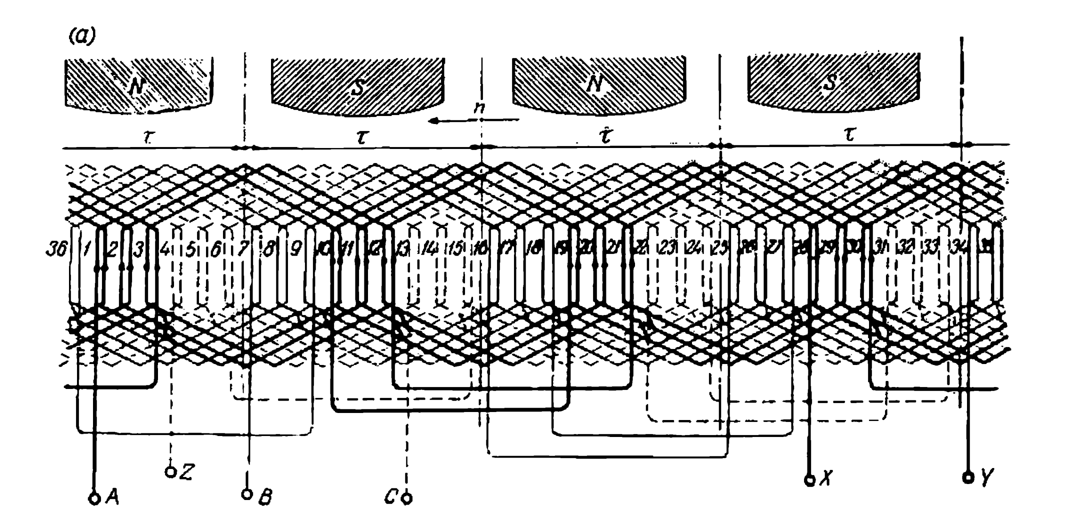
Sur le schéma de l'enroulement de la fig. 3-1,*a* on voit bien les zones de phases qui forment les demi-phases de l'enroulement. Tous les six groupes des bobines connectées inscrites dans la même ligne et formant la demi-phase de l'enroulement ont des F.É.M. résultantes égales en valeur et qui sont en phase ; pour cette raison l'enroulement donné permet de connecter les demi-phases non seulement en série, comme indiqué sur la fig. 3-1, mais aussi en deux et en quatre groupes parallèles.

La fig. 3-2,*a* représente le schéma d'un enroulement imbriqué à deux couches comme sur la fig. 3-1,*a* mais à pas raccourci :

$$2p = 4, \quad Z = 36, \quad q = 3, \quad y = \frac{7}{9}\tau,$$

c'est-à-dire à pas relatif

$$\beta = \frac{y}{\tau} = \frac{7}{9} = 0{,}778.$$



(a)
N
S
N
S
n
τ
τ
τ
τ
36
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
A
Z
B
C
X
Y

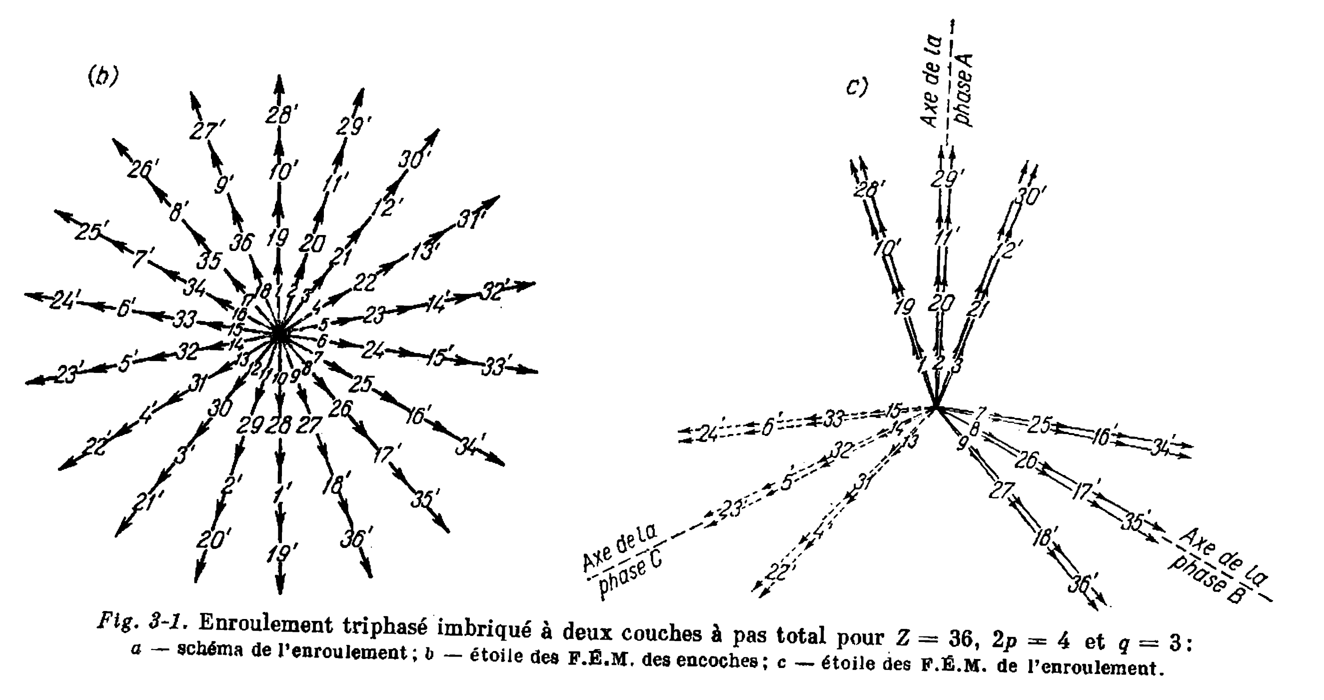
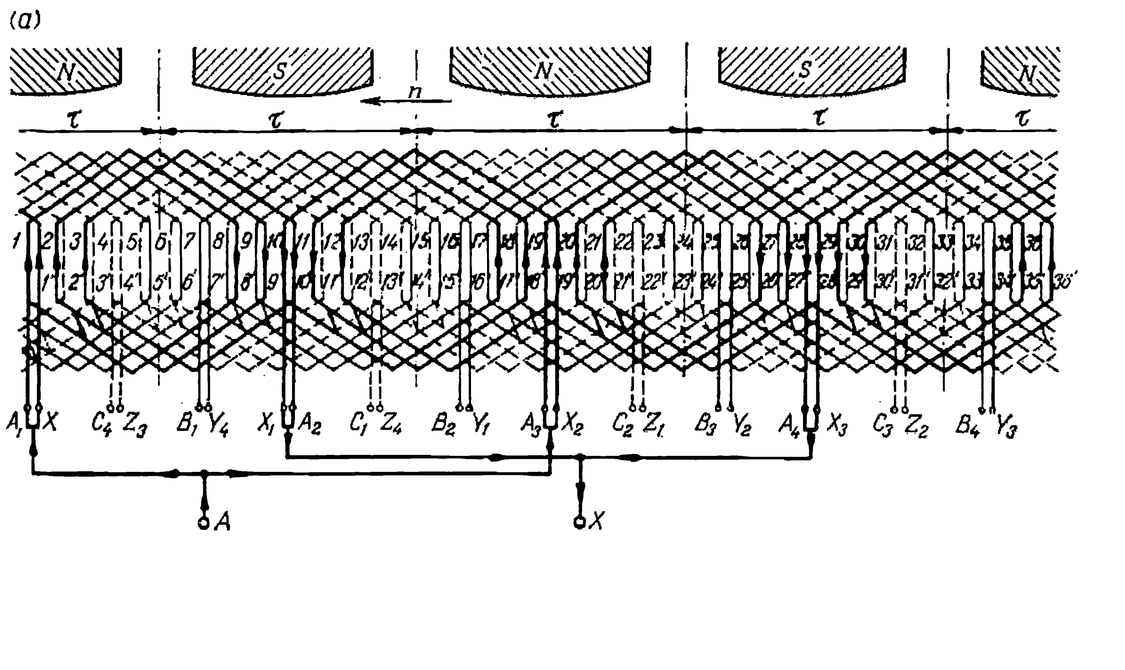


Fig. 3-1. **Enroulement triphasé imbriqué à deux couches à pas total pour $Z = 36$, $2p = 4$ et $q = 3$:**
a — schéma de l'enroulement ; *b* — étoile des F.É.M. des encoches ; *c* — étoile des F.É.M. de l'enroulement.



(a)
N
S
N
S
N
n
τ
τ
τ
τ
τ
A1
X
C4
Z3
B1
Y4
X1
A2
C1
Z4
B2
Y1
A3
X2
C2
Z1
B3
Y2
A4
X3
C3
Z2
B4
Y3
A
X

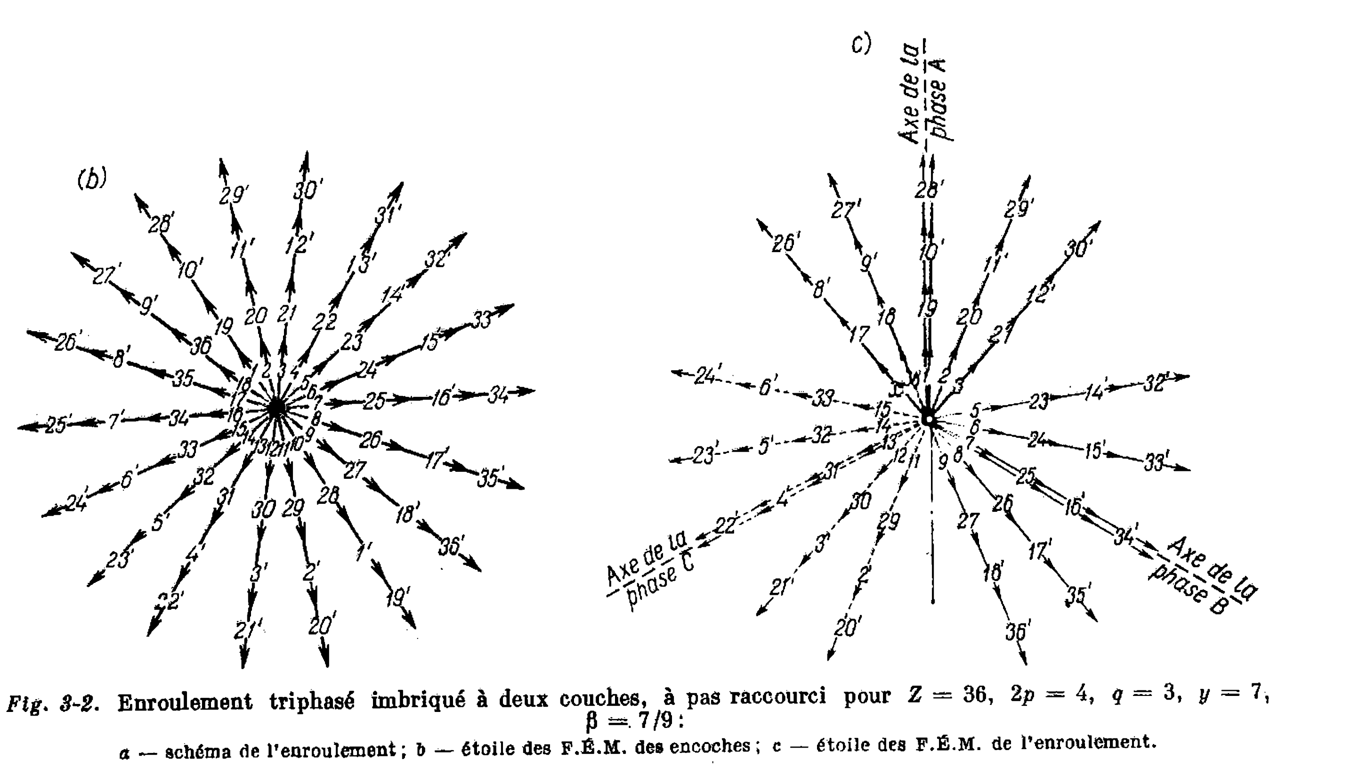


Fig. 3-2. **Enroulement triphasé imbriqué à deux couches, à pas raccourci pour** $Z = 36$, $2p = 4$, $q = 3$, $y = 7$, $\beta = 7/9$:

a — schéma de l'enroulement ; *b* — étoile des F.É.M. des encoches ; *c* — étoile des F.É.M. de l'enroulement.

L'ordre de connexion des bobines de cet enroulement peut être exprimé par le tableau suivant:

A—*1*—8′—*2*—*9*′—*3*—*10*′—
—*19*—*12*′—*18*—*11*′—*17*—*10*′—
—*19*—*26*′—*20*—*27*′—*21*—*28*′—
—*1*—*30*′—*36*—*29*′—*35*—*28*′—*X*
B—*7*—*14*′—*8*—*15*′—*9*—*16*′—
—*25*—*18*′—*24*—*17*′—*28*—*16*′—
—*25*—*32*′—*26*—*33*′—*27*—*34*′—
—*7*—*36*′—*6*—*35*′—*5*—*34*′—*Y*
C—*13*—*20*′—*14*—*21*′—*15*—*22*′—
—*31*—*24*′—*30*—*23*′—*29*—*22*′—
—*31*—*2*′—*32*—*3*′—*33*—*4*′—
—*13*—*6*′—*12*—*5*′—*11*—*4*′—*Z*.

Sur le schéma de la fig. 3-2,*a* la phase de l'enroulement $A - X$ est connectée en quatre groupes parallèles, mais de la même façon qu'un enroulement à pas total elle peut être connectée en série ou en deux groupes parallèles si dans le dernier cas, dans chaque phase on réunit en parallèle deux groupes connectés en série.

En général un enroulement à deux couches avec q nombre entier et ayant dans chaque phase $2p$ groupes de bobines équivalents permet de former un tel nombre de branches parallèles pour lequel $2p : a$ est un nombre entier. L'exécution des enroulements avec $a = 2$ et $a = 2p$ est toujours possible dans ce cas. Toutes les branches ont des F.É.M. égales, les résistances ohmiques et les réactances inductives étant aussi égales, ce qui est important.

Une étoile des F.É.M. d'encoche d'un enroulement à pas raccourci a aussi 36 rayons ou 18 rayons par chaque pas polaire double comme l'enroulement à pas total que nous avons examiné précédemment (fig. 3-1,*a*). Il résulte de la comparaison des étoiles des F.É.M. d'encoche des enroulements à pas total et à pas raccourci (fig. 3-1,*b*) et (3-2,*b*) que dans le premier cas les zones des rayons de chaque phase sont nettement délimitées des zones des phases voisines et dans le second cas a lieu l'entrelacement des rayons des phases voisines qui augmente avec le raccourcissement du pas.

Sur la fig. 3-2,*c* est donnée l'étoile résultante de F.É.M. d'encoche correspondant à l'ordre de connexions des bobines selon le tableau indiqué plus haut. Dans ce cas les sommes géométriques des F.É.M. des bobines de chaque phase sont également décalées de 120° l'une par rapport à l'autre; on obtient donc dans ce cas aussi un enroulement triphasé régulier.

Les parties frontales des enroulements imbriqués statoriques à deux couches comme celles des enroulements ondulés (voir § 3-2) sont disposées sur la surface d'un cône et en cas de nécessité sont protégées contre les efforts radiaux par des bagues de frettage en matériaux non magnétiques.

Les enroulements à deux couches du type considéré sont actuellement les plus employés vu leurs avantages:

1. Possibilité de raccourcir le pas d'un nombre quelconque d'intervalles dentaires, ce qui permet d'obtenir pour la F.É.M. et le champ magnétique engendré par l'enroulement une bonne forme de la courbe (voir le chapitre suivant).

2. Raccourcissement des connexions frontales grâce au raccourcissement du pas et économie de cuivre ainsi obtenue.

3. Possibilité de former un grand nombre de branches parallèles équivalentes.

4. Fabrication simplifiée des enroulements puisque toutes les bobines ont la même forme et peuvent être réalisées suivant gabarit.

Les défauts de l'enroulement imbriqué à deux couches sont: 1) certaines difficultés lors de la mise en place des dernières bobines de l'enroulement le long du pas de l'enroulement par suite de la nécessité de tenir en porte-à-faux les côtés supérieurs du premier pas placé; 2) la nécessité de soulever un pas entier de l'enroulement lorsque le côté inférieur de la bobine est endommagé; 3) impossibilité d'exécuter un stator démontable sans soulever les bobines de leurs encoches. Tout ce que nous venons de dire est valable aussi pour les induits des machines à courant continu mais est compensé par les grands avantages de cet enroulement par rapport aux autres types d'enroulements.

Dans les moteurs asynchrones de faible puissance on placera les premières bobines pour faciliter le travail seulement dans la partie inférieure des encoches et les dernières bobines, seulement dans la partie supérieure des encoches. Une certaine asymétrie apparaît mais ainsi pendant la pose des bobines on n'est plus obligé de tenir leurs côtés supérieurs en porte-à-faux le long du premier pas.

3-2. Enroulements ondulés triphasés à deux couches où q est un nombre entier

Dans les enroulements imbriqués que nous avons examinés plus haut, la connexion en série de toutes les parties de l'enroulement ne peut être exécutée que par des connexions spéciales entre les bobines. Vu qu'à chaque intervalle polaire double on obtient dans chaque phase deux éléments connectés en série, dans les machines multipolaires on a un très grand nombre de connexions entre les bobines; dans les enroulements à barres (avec bobines à une seule spire) à spire de grande section transversale, cela entraîne une dépense supplémentaire de cuivre. L'utilisation du principe de l'enroulement

ondulé du type à courant continu permet d'obtenir la connexion automatique des conducteurs formant une phase sans les connexions entre les bobines. Mais le type courant d'enroulement ondulé à courant continu ne convient pas, car pour fabriquer un enroulement à courant alternatif il faut que le nombre total de bobines, égal au nombre d'encoches, soit divisible par 3 et la formule du pas résultant d'un enroulement ondulé à courant continu

$$y_r = \frac{Z \pm 1}{p} = \frac{6pq \pm 1}{p}$$

ne satisfait pas à cette condition.

Pour obtenir un enroulement ondulé à courant alternatif on utilise un enroulement à pas résultant

$$y_r = \frac{Z}{p} = 6q;$$

il n'entraîne pas de décalage dans le champ magnétique en parcourant l'onde de l'enroulement sous différents pôles, mais lorsque l'onde revient au conducteur initial elle est artificiellement décalée en avant ou en arrière d'une barre après quoi commence un nouveau parcours avec le même pas y_r et ainsi de suite. Lorsque l'enroulement ondulé est réalisé selon ce principe chaque phase comporte deux parties coupées et l'enroulement a seulement une connexion entre les bobines par phase pour un nombre quelconque de pôles. Un tel enroulement est utilisé dans l'alternateur hydraulique de 15 000 kW, 6000 V avec $Z = 180$, $s_c = 2$, $q = 3$, $2p = 20$ et les pas $y_r = \frac{180}{10} = 18$, $y_1 = 8$ et $y_2 = 10$ (fabriqué par l'usine soviétique « Electrosila »).

s_c représente le nombre de conducteurs efficaces dans l'encoche.

Il est à noter que les enroulements ondulés à pas raccourci, comme les enroulements imbriqués, améliorent les caractéristiques électriques de la machine, mais n'économisent pas le cuivre dans les parties frontales. En effet, comme nous l'avons vu pour l'alternateur étudié plus haut, la diminution d'un pas partiel par rapport au pas diamétral jusqu'à $y_1 = \frac{8}{9}\tau$ entraîne un accroissement correspondant du deuxième pas partiel jusqu'à $y_2 = \frac{11}{9}\tau$ sans que la longueur totale des parties frontales change.

Les enroulements ondulés à nombre entier d'encoches par pôle et par phase sont surtout utilisés dans les rotors bobinés des moteurs asynchrones, car dans ce cas, vu qu'on ne doit pas obtenir une tension standard déterminée aux bagues, on peut largement utiliser un enroulement à barres, ce qui simplifie sa construction et permet de mieux utiliser l'encoche en diminuant la quantité de matériaux isolants. Les enroulements ondulés rotoriques sont généralement réalisés à pas diamétral.

Le schéma de la fig. 3-3 représente un enroulement ondulé à pas total avec $2p = 6$, $Z = 36$, $s_c = 2$, $q = 2$, $y_r = 36 : 3 = 12$, $y_1 = 6$ et $y_2 = 6$.

3-3. Enroulements triphasés à une seule couche avec bobines d'égale largeur

Les enroulements à une couche étaient très répandus; ils sont remplacés à présent par les enroulements à deux couches et ils ne sont plus utilisés que dans certains cas particuliers. Cependant, on trouvera encore un grand nombre de machines en service dotées d'enroulements à une seule couche.

Nous allons examiner les enroulements à une couche avec bobines d'égale largeur. Toutes les bobines de ces enroulements ont la même forme et peuvent être fabriquées sur un gabarit unique; pour cette raison on les appelle encore enroulements de gabarit. Ces enroulements ont un avantage: ils permettent de réaliser le raccourcissement du pas; mais comme dans tous les enroulements à une couche des difficultés apparaissent lors de la mise en place des parties frontales. En effet, dans les encoches l'enroulement est placé en une seule couche et dans les parties frontales, vu le croisement des conducteurs, il doit être placé dans deux ou plusieurs plans.

a) Enroulements en développante à une couche. Le schéma le plus simple d'un enroulement à une couche avec bobines d'égale largeur peut être obtenu de la façon suivante.

Si dans un enroulement imbriqué à deux couches on double le nombre d'encoches ou on réduit de deux fois le nombre de bobines, et on place dans chaque encoche un côté actif de façon que les côtés initiaux et finaux des bobines alternent et que les parties frontales soient dirigées à tour de rôle à gauche et à droite, on obtient un enroulement imbriqué à une couche.

La fig. 3-4,*a* représente un enroulement imbriqué à une couche à pas raccourci $y = \frac{9}{12}\tau$ pour $2p = 4$, $Z = 48$ et $q = 4$. L'étoile des F.É.M. d'encoche de l'enroulement considéré qui a pour chaque intervalle polaire double 24 rayons est représentée sur la fig. 3-4,*b*.

Le raccourcissement du pas d'un enroulement à une couche peut être réalisé seulement pour un nombre pair d'intervalles dentaires. L'enroulement est utilisé surtout pour les enroulements à barres où les barres de l'enroulement et les parties frontales sont fabriquées séparément et soudées lors de la pose des enroulements dans les encoches.

Les parties frontales de l'enroulement considéré sont placées dans deux plans perpendiculaires à l'axe de la machine, voire: les conducteurs des parties frontales de l'enroulement (fig. 3-4,*a*) inclinés sur le schéma d'un côté sont dans un plan et ceux inclinés de l'autre

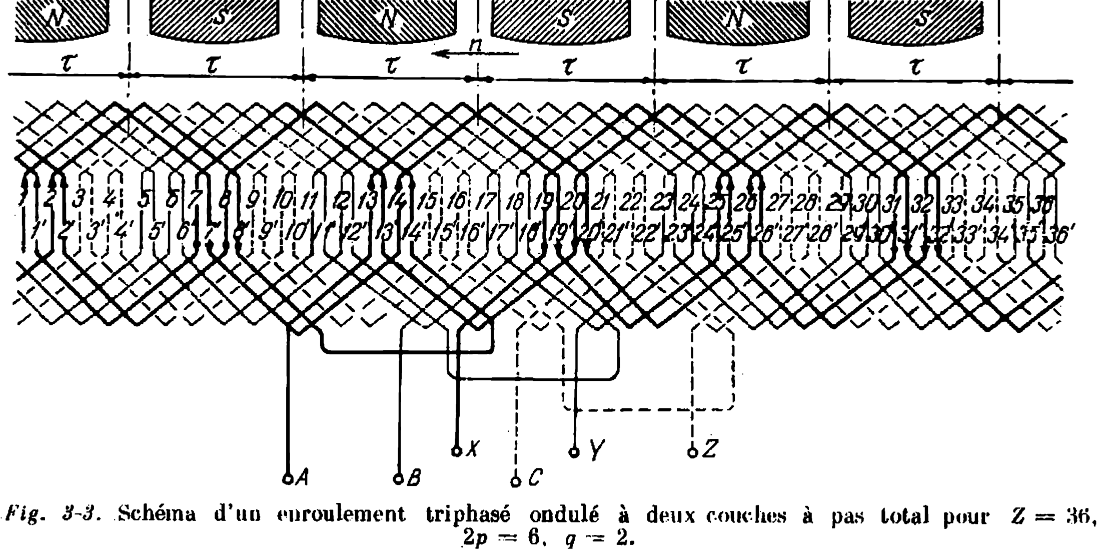


Fig. 3-3. Schéma d'un enroulement triphasé ondulé à deux couches à pas total pour $Z = 36$, $2p = 6$, $q = 2$.

côté sont dans un autre plan. Les conducteurs de la partie frontale sont alors incurvés suivant une développante d'où la dénomination de ce type d'enroulement. Ce genre d'enroulement était largement

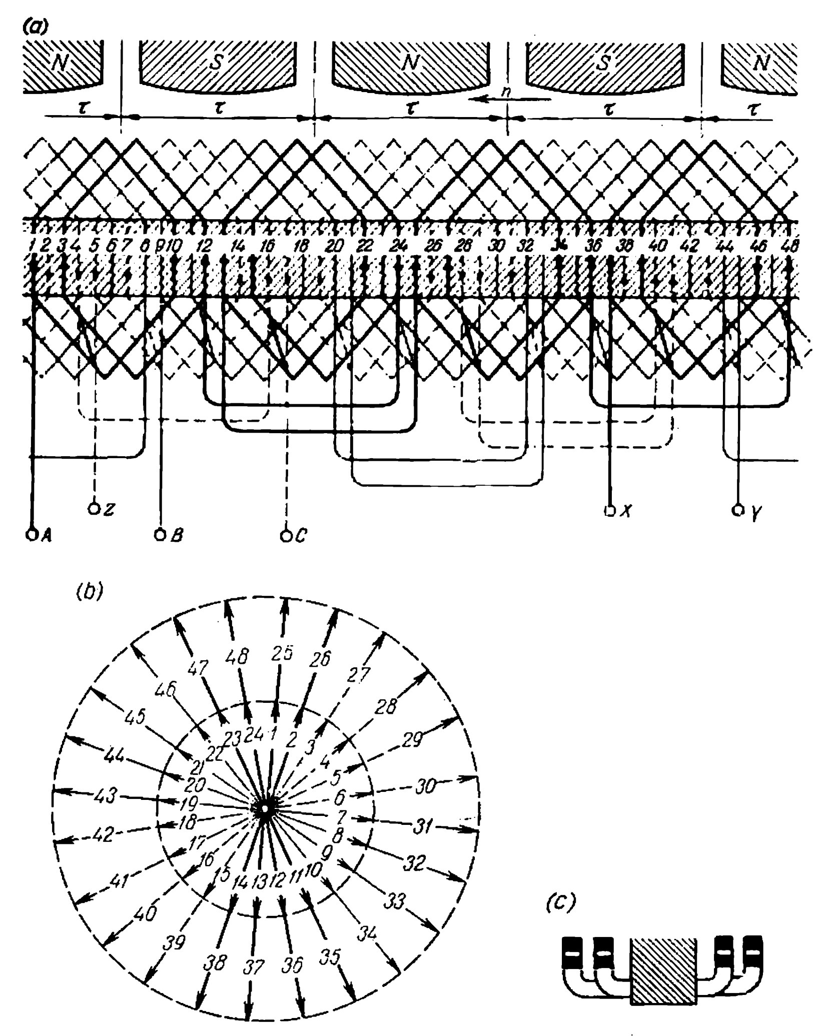


Fig. 3-4. Enroulement triphasé imbriqué à une couche du type en développante à pas raccourci pour $Z = 48$, $2p = 4$, $q = 4$, $y = 9$, $\beta = 9/12$:

a — schéma de l'enroulement; b — étoile des F.É.M.; c — disposition des parties frontales.

utilisé dans la vieille série de turbo-alternateurs fabriqués par l'usine « Electrosila » ainsi que dans des nombreuses machines synchrones fabriquées par des firmes d'autres pays.

En calculant les facteurs de distribution de l'enroulement de ce type il faut tenir compte du fait que les groupes de bobines de cet enroulement ont $q/2$ bobines chacun et pour cette raison dans les formules (2-15) et (2-17) au lieu de q il faut écrire $\frac{q}{2}$.

b) Enroulement en chaîne. Dans les machines asynchrones de faible puissance où les enroulements à une couche à schéma analogue à celui de la fig. 3-4 trouvent leur emploi on donne aux parties

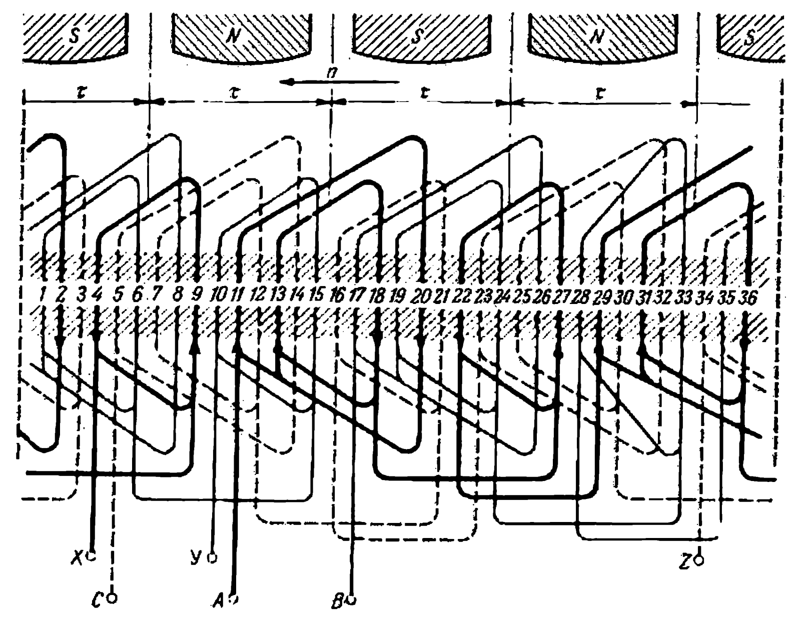


Fig. 3-5. Schéma d'un enroulement triphasé en chaîne pour $Z = 36$, $2p = 4$, $q = 3$, $y = 7$.

frontales une autre forme car dans ce cas les bobines sont à spires multiples et lors de la pose peuvent être facilement déformées («bobines souples »). Le schéma d'un tel enroulement avec $m = 3$, $Z = 36$, $2p = 4$, $q = 3$, $y = \frac{7}{9}\tau$ est représenté sur la fig. 3-5. Le schéma de l'enroulement de la fig. 3-5 ne diffère du schéma de la fig. 3-4 que par la forme des parties frontales.

L'enroulement (fig. 3-5) par la forme de ses parties frontales est appelé enroulement en chaîne. La fig. 3-6 représente le stator d'un moteur asynchrone dans les encoches duquel est placé un enroulement en chaîne.

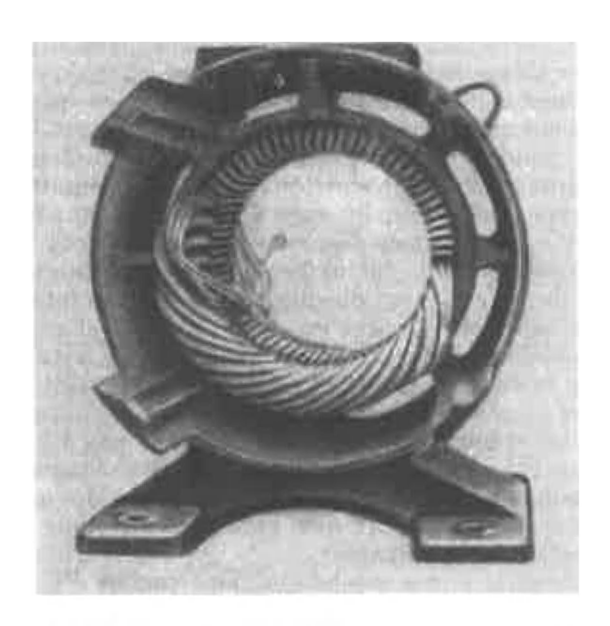


Fig. 3-6. Le stator d'un moteur asynchrone avec un enroulement en chaîne partiellement mis en place.

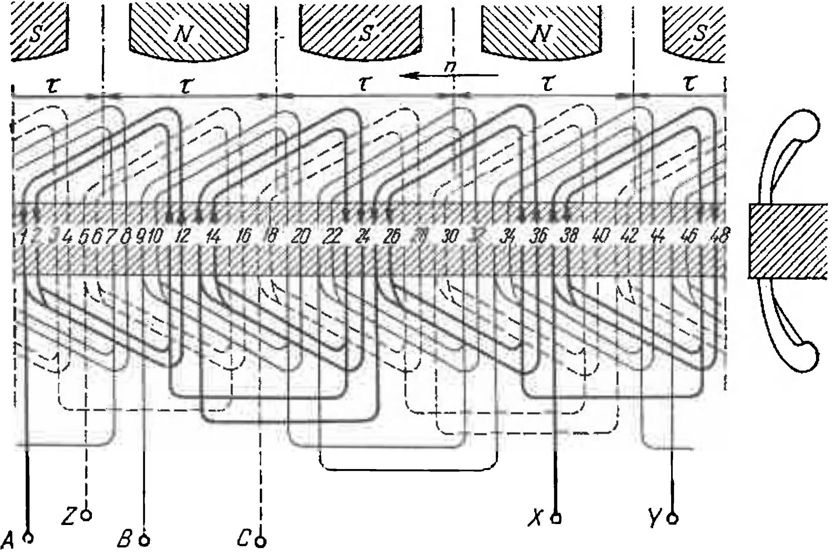


Fig. 3-7. **Schéma d'un enroulement triphasé imbriqué à une couche pour $Z = 48$, $2p = 4$, $q = 4$.**

c) Enroulements à une couche à pliage bilatéral. Les enroulements à une couche des types examinés peuvent pour q pair être fabriqués avec pliage des parties frontales de $q/2$ bobines d'un côté et de $q/2$ bobines voisines de l'autre côté, etc. Bien que les pas des bobines de ces enroulements soient dans ce cas inférieurs dans l'espace à l'intervalle polaire, ces enroulements ont les propriétés électriques des enroulements à pas total, car les zones des différentes phases ne se croisent pas et tous les conducteurs d'une phase donnée pourraient être reconnectés pour former des spires et des bobines à pas total. Pour cette raison lors du calcul des facteurs de bobinage il faut considérer les pas de ces enroulements comme des pas totaux et adopter pour q le nombre réel d'encoches par pôle et par phase. Le schéma d'un tel enroulement pour $m = 3$, $2p = 4$, $Z = 48$ et $q = 4$ est représenté sur la fig. 3-7.

Les parties frontales de ces enroulements sont disposées comme celles des enroulements de la fig. 3-5. Vu que le pas des bobines est raccourci dans l'espace, les parties frontales sont de longueur moindre que pour les bobines à pas total; tel est l'avantage des enroulements à pliage bilatéral par rapport aux enroulements dont les bobines ont un pas total dans l'espace.

Les enroulements à une couche que nous venons d'examiner permettent de former dans l'enroulement p et partiellement $2p$ branches parallèles équivalentes.

3-4. Enroulements concentriques triphasés à une seule couche et à nombre entier d'encoches par pôle et par phase

Ces enroulements étaient utilisés très largement dans les machines asynchrones et synchrones mais à l'heure actuelle ils sont rarement employés et seulement dans les machines de faible puissance.

a) Enroulement triphasé à deux plans. La fig. 3-8,*a* représente le schéma d'un enroulement du type indiqué sous sa forme développée avec $2p = 6$ et $q = 2$.

L'étoile des F.É.M. d'encoche de l'enroulement comprenant pour chaque intervalle polaire double 12 rayons est représentée sur la fig. 3-8,*b*.

Comme on le voit (fig. 3-8,*a*), les groupes de bobines de cet enroulement comprennent des bobines concentriques de différente largeur d'où le nom de ces enroulements. Vu que les parties frontales de l'enroulement se trouvent dans deux plans, toutes les q bobines du groupe sont pliées d'un côté à leur sortie de l'encoche. Les parties frontales des groupes longs et courts sont pliées suivant différents angles à leur sortie de l'encoche. Dans un cas particulier les bobines longues peuvent ne pas être pliées, comme indiqué sur la fig. 3-8,*c*.

Pour un nombre pair de paires de pôles l'enroulement comprend une moitié de bobines longues et une moitié de bobines courtes. Pour un nombre impair de paires de pôles (par exemple, $p = 3, 5, 7$) il faut réaliser une bobine coudée avec la partie frontale spécialement

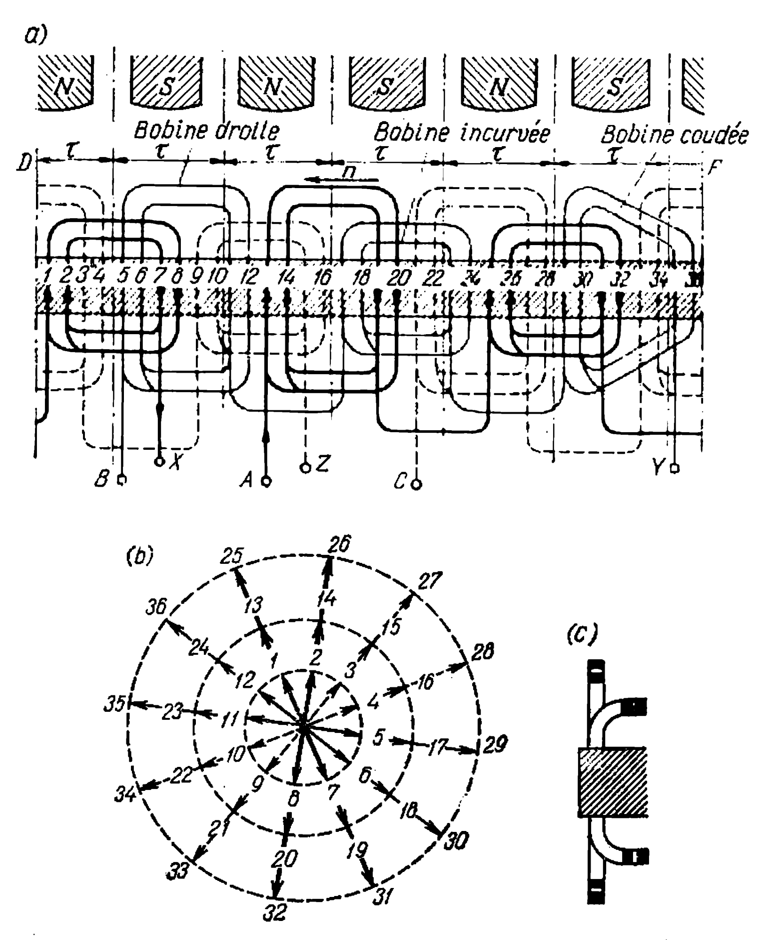


Fig. 3-8. Enroulement triphasé concentrique à deux plans pour $Z = 36$, $2p = 6$, $q = 2$:

a — schéma de l'enroulement ; *b* — étoile des F.É.M. ; *c* — disposition des parties frontales.

courbée (fig. 3-8,*a*) car dans ce cas le nombre de groupes de bobines de toute la machine est impair ($mp = 3p$). L'existence d'une telle bobine coudée est indésirable, car sa réalisation ainsi que sa réparation sont difficiles et de plus elle présente des difficultés supplémentaires pour former des groupes parallèles.

La réparation des bobines droites de l'enroulement (fig. 3-8,*a*) en cas d'endommagement se fait facilement, car chaque bobine peut être déroulée sans violer l'intégrité des bobines voisines non endommagées. S'il faut réparer une bobine coudée on déroulera d'abord deux bobines droites voisines non endommagées, puis on pourra dérouler et ensuite enrouler la bobine coudée endommagée.

Relativement, cet enroulement demande beaucoup de cuivre car la longueur des parties frontales atteint les valeurs suivantes $l_f = (2{,}4 \text{ à } 2{,}6)\ \tau$.

Dans les enroulements concentriques des difficultés apparaissent lors de la formation des branches parallèles car les bobines de différentes formes ont des résistances et des inductances inégales et les branches de résistances et d'inductances différentes seront chargées de façon non uniforme.

Bien que les bobines des enroulements concentriques aient des pas différents, ces enroulements sont toujours des enroulements à pas total car les zones phasiques de ces enroulements ne se croisent pas et on peut reconnecter tous les conducteurs d'une phase en spires à pas total.

b) Enroulement triphasé à trois plans. L'enroulement à trois plans est généralement utilisé pour un nombre q pair d'encoches par pôle et par phase, ce qui permet de diviser un groupe de bobines, appartenant à une zone phasique, dans la partie frontale en deux parties comportant chacune $\frac{q}{2}$ bobines et de développer les bobines du groupe des deux côtés (fig. 3-9,*a*) et non pas dans un seul côté comme pour l'enroulement à deux plans (fig. 3-8,*a*). Les parties frontales de l'enroulement doivent alors être placées dans trois plans comme indiqué sur la fig. 3-9,*c*. Le pas moyen des bobines d'un enroulement à trois plans est inférieur à celui d'un enroulement à deux plans et pour cette raison l'enroulement à trois plans a des parties frontales un peu plus courtes.

L'enroulement à trois plans était utilisé dans certains moteurs et alternateurs à nombre de pôles $2p = 2$.

c) Enroulement triphasé à trois plans pour stators séparables. Sur la fig. 3-10,*a* est représenté le schéma de cet enroulement avec $2p = 4$ et $q = 2$. Dans cet enroulement comme dans un enroulement à deux plans (fig. 3-8,*a*) toutes les bobines des encoches appartenant à une même zone phasique tournent du même côté et ne sont pas séparées dans la partie frontale en deux côtés comme dans un enroulement à trois plans ordinaire (fig. 3-9,*a*). C'est la raison d'une répartition non uniforme des conducteurs dans la partie frontale mais cela permet d'avoir des lignes de séparation du stator suivant lesquelles aucune bobine n'est coupée et seules les connexions entre les bobines sont coupées. Ces lignes *DE* et *FG* (fig. 3-10,*a*) peuvent être des lignes

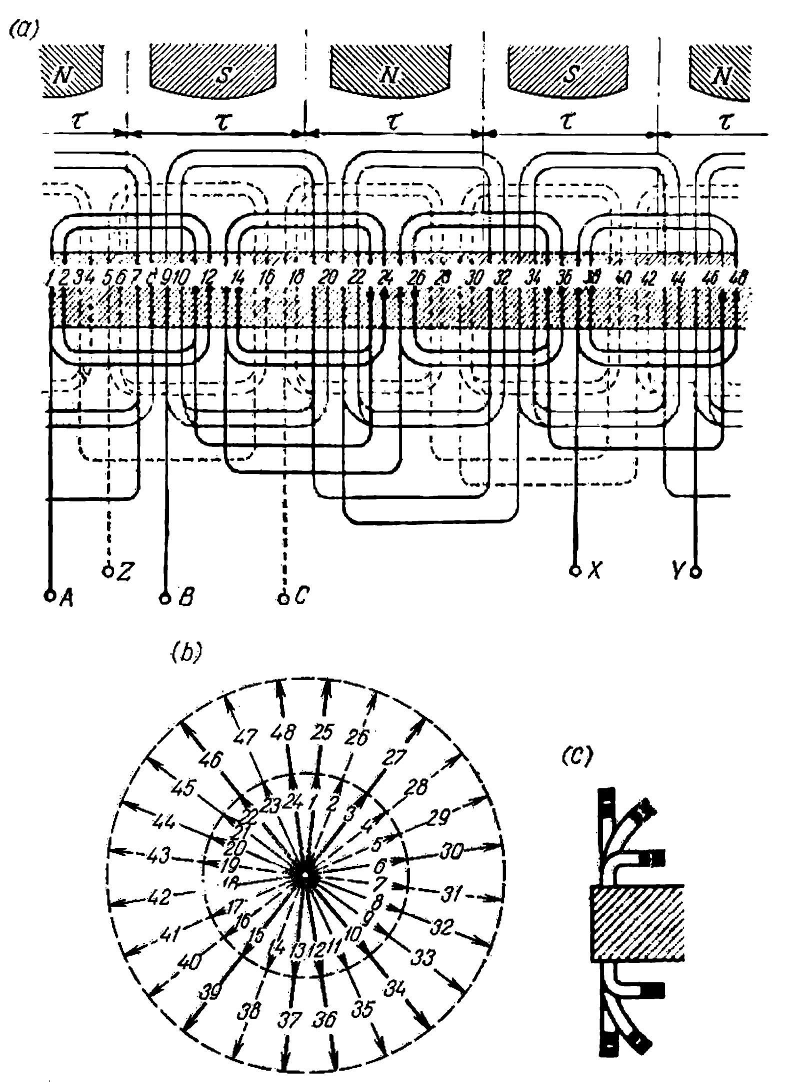


Fig. 3-9. Enroulement triphasé concentrique à trois plans pour $Z = 48$, $2p = 4$, $q = 4$:

a — schéma de l'enroulement; *b* — étoile des F.É.M.; *c* — disposition des parties frontales.

de séparation du stator très commodes. Pour la séparation du stator il faut seulement désunir les connexions entre les bobines sans toucher les bobines principales, ce qui n'est pas possible avec des enroulements d'autres types. Mais dans l'enroulement considéré les parties frontales ont une portée augmentée, ce qui entraîne un accroissement

de la profondeur des boucliers latéraux et de la longueur de la machine.

A droite sur la fig. 3-10,*b*, *c* est représentée la disposition des parties frontales des bobines de l'enroulement considéré. Vu qu'avec un stator démontable il n'est pas nécessaire de sortir le rotor dans

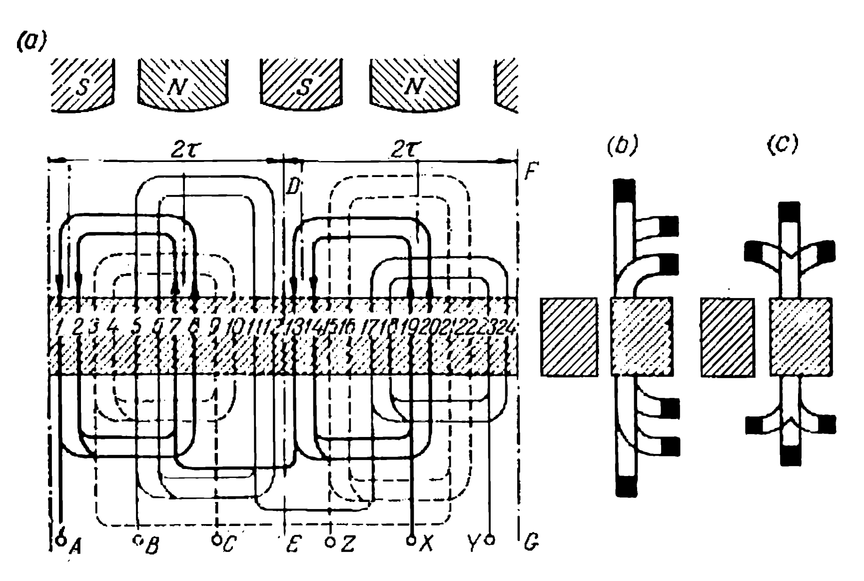


Fig. 3-10. Enroulement triphasé concentrique à trois plans pour stator en parties séparables avec $Z = 24$, $2p = 4$, $q = 2$:
a — scéma de l'enroulement; *b* et *c* — disposition des parties frontales.

le sens axial, les bobines de l'une des phases peuvent être incurvées vers le rotor, ce qui permet de réduire un peu la longueur des parties frontales (comparer les parties frontales de la fig. 3-10,*b* et 3-10,*c*).

3-5. F.É.M. des harmoniques de denture du champ

Dans le deuxième chapitre nous avons examiné les harmoniques fondamental et supérieur du champ engendrés par le système d'excitation d'une machine synchrone alors que la surface du stator était considérée comme étant lisse, c'est-à-dire sans encoches. En réalité, les ouvertures des encoches modifient la forme du champ d'excitation en donnant naissance à des harmoniques de denture du champ qui induisent également des F.É.M. dans l'enroulement statorique.

Examinons un cas quelque peu idéalisé où le système d'excitation d'une machine synchrone crée, en l'absence des encocnes du stator, une onde rectangulaire du champ, de hauteur B_m. Lorsque le stator

a des encoches (fig. 3-11,*a*) le champ prend la forme représentée sur la fig. 3-11,*b* par un trait continu. Nous pouvons considérer cette courbe comme le résultat de la superposition d'une onde rectangulaire (fig. 3-11,*c*) de hauteur B_{moy} qui donne le long d'un intervalle polaire un flux de même valeur que celle fournie par la courbe ondulée du champ de la fig. 3-11,*b* et de la courbe des harmoniques de denture du champ (fig. 3-11,*d*).

Il est évident que si k_δ est le coefficient de l'entrefer, on a

$$B_{moy} = \frac{B_{max}}{k_\delta} .$$

L'onde rectangulaire de hauteur B_{moy} contient les mêmes harmoniques qui existeraient en l'absence d'encoches dans le stator et dans le même rapport. Tous ces harmoniques du champ tournent à la même vitesse que le rotor, et les F.É.M. qu'ils induisent ont été examinées plus haut. En ce qui concerne la valeur de ces harmoniques de F.É.M. la denture du stator provoque seulement leur diminution dans le rapport $\frac{B_{max}}{B_{moy}}$ représentant le coefficient de l'entrefer conformément à la fig. 3-11.

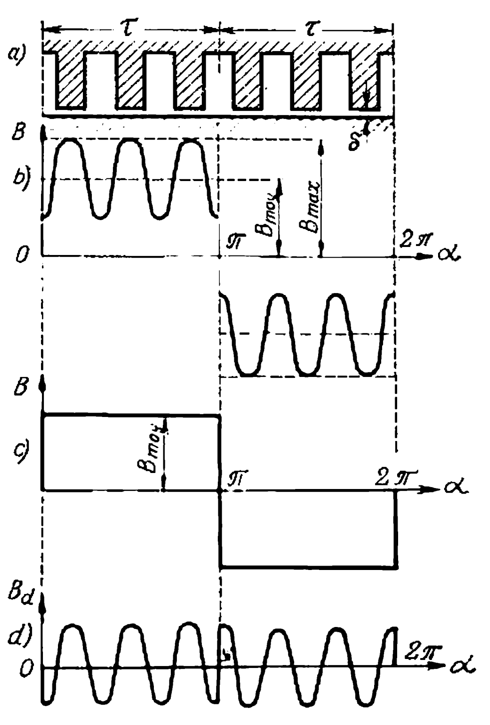


Fig. 3-11. Harmoniques de denture du champ dans l'entrefer.

Les choses sont plus compliquées en ce qui concerne le champ de denture de la fig. 3-11,*d*. Cette courbe, dont la période vaut 2π ou deux intervalles polaires, est symétrique par rapport à l'axe des abscisses, c'est-à-dire que la portion de courbe entre $\alpha = \pi$ et $\alpha = 2\pi$ décalée à gauche d'une demi-période est l'image de la portion comprise entre $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi$ par rapport à l'axe des abscisses. Pour cette raison la courbe indiquée sur la fig. 3-11,*d* contient seulement des harmoniques impairs ($\nu = 1, 3, 5 \ldots$). Les plus importants sont évidemment les harmoniques d'ordre $\nu = 2Q \pm 1$ (sur la fig. 3-11,*a*, $2Q = 6$).

Lorsque les pôles du rotor se déplacent par rapport au stator, la forme de la courbe indiquée sur la fig. 3-11,*d* change. Cela signifie que les harmoniques de cette courbe se déplacent par rapport au

stator à des vitesses différentes et engendrent dans l'enroulement statorique des F.É.M. de fréquences différentes.

Les plus nuisibles sont les harmoniques de denture de l'ordre $\nu_3 = 2Qk \pm 1$ qui induisent dans l'enroulement des F.É.M. de fréquence $\nu_3 f_1$ car ces harmoniques du champ ont des amplitudes maximales et pour q nombre entier, comme nous l'avons indiqué plus haut, les facteurs d'enroulement pour ces harmoniques sont égaux au facteur d'enroulement de l'harmonique fondamental, d'où pour q nombre entier l'enroulement n'amortit pas ces harmoniques de F.É.M.

Un moyen efficace de lutte contre les harmoniques de denture consiste à utiliser des enroulements à q fractionnaire que nous examinerons au § 3-6. D'autre part, on peut réduire considérablement ces harmoniques de F.É.M. faisant obliquer les pièces polaires ou les encoches statoriques d'un intervalle dentaire du stator.

Fig. 3-12. Obliquité des pôles (*a*) et des encoches (*b*) d'une machine synchrone.

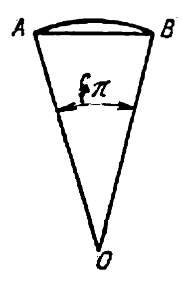


Fig. 3-13. Détermination du coefficient d'obliquité d'une pièce polaire.

Sur la fig. 3-12,*a* est indiquée en plan l'obliquité des pièces polaires et sur la fig. 3-12,*b* l'obliquité des encoches du stator. Lorsque les pôles ainsi que les pièces polaires sont en tôles découpées, il est plus facile de réaliser l'obliquité des pièces polaires en gradins comme indiqué en pointillé sur la fig. 3-12,*a*.

Lorsque les pièces polaires ou les encoches sont rendues obliques d'une certaine valeur c (fig. 3-12,*b*), les F.É.M. induites en une série de points consécutifs suivant la longueur du conducteur sont déphasées entre elles. Le diagramme vectoriel de ces F.É.M. peut être représenté par l'arc de circonférence à angle central $\frac{c}{\tau}\pi$ (fig. 3-13). La somme géométrique de ces F.É.M. est représentée par la corde *AB*. Il en résulte que dans la formule des F.É.M. il faut introduire un coefficient complémentaire d'obliquité de la pièce polaire égal

au rapport de la longueur de la corde AB à la longueur de l'arc AB. De cette façon, pour le premier harmonique et les harmoniques d'ordre ν on a :

$$k_{ob1} = \frac{\sin \frac{c}{\tau} \cdot \frac{\pi}{2}}{\frac{c}{\tau} \frac{\pi}{2}}, \quad k_{ob\nu} = \frac{\sin \frac{\nu c}{\tau} \frac{\pi}{2}}{\frac{\nu c}{\tau} \frac{\pi}{2}}. \qquad (3\text{-}1)$$

De cette façon l'obliquité de la pièce polaire joue le même rôle que la répartition de l'enroulement ou le raccourcissement du pas. Pour $c = t_{d1}$ le coefficient k_{ob1} diffère peu de l'unité et $k_{ob\nu}$ pour les

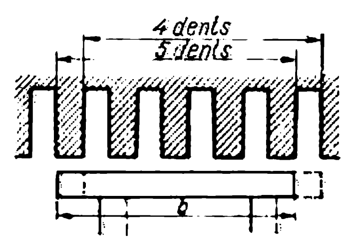


Fig. 3-14. Variation de la perméance de l'entrefer pour $b_{en} = 4{,}5\ t_{en}$.

harmoniques de denture devient très petit, ce qui permet de réduire ces harmoniques dans la courbe de F.É.M.

Les harmoniques supérieurs de la courbe de F.É.M. sont provoqués également par les oscillations longitudinales du flux magnétique qui peuvent apparaître dans certaines conditions.

Pour élucider ce phénomène supposons que $m = 3$ et $q = 2$; on a alors $Q = mq = 3 \cdot 2 = 6$ encoches. Si l'arc polaire est égal à 4,5 intervalles dentaires, pour la position du pôle indiquée sur la fig. 3-14 en trait continu, cinq dents se trouvent sous la pièce polaire et pour la position indiquée en pointillé quatre dents seulement se trouvent sous la pièce polaire. Cela entraîne la variation de la perméance de l'entrefer et par conséquent la pulsation de la valeur du flux magnétique. Lors de l'étude des machines il faut prévenir l'apparition d'un tel phénomène vu l'accroissement des pertes complémentaires dans le fer dues aux variations de haute fréquence du flux.

3-6. Enroulements triphasés à nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase

a) Principes généraux de réalisation des enroulements à nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase. Dans les alternateurs synchrones à petit nombre entier d'encoches par pôle et par phase ($q = 1, 2, 3$), des F.É.M. d'harmoniques de denture importantes

peuvent être induites dans les enroulements statoriques; en effet, dans les enroulements à q nombre entier, les éléments correspondants de l'enroulement de chaque phase se trouvent sous des pôles différents dans la même situation par rapport à l'axe des pôles; pour cette raison les harmoniques supérieurs des F.É.M. de tous les groupes d'une phase de l'enroulement s'ajoutent algébriquement et font partie de la F.É.M. résultante de la machine. Si on fait des enroulements à q nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase avec un coefficient de fractionnement judicieusement choisi, les éléments séparés de l'enroulement appartenant à la phase donnée peuvent se trouver sous différents pôles mais ne seront plus dans la même position par rapport au champ magnétique. Le décalage de ces éléments par rapport à l'axe des pôles peut être choisi de telle façon que le facteur d'enroulement de l'onde fondamentale ne soit que très peu réduit, alors que les facteurs d'enroulement des harmoniques supérieurs deviennent tellement petits par rapport à ces facteurs d'un enroulement ayant un q entier que la valeur des harmoniques par rapport à l'onde fondamentale de la F.É.M. deviendra tout à fait négligeable.

On appelle enroulements à nombre entier d'encoches par pôle et par phase les enroulements à courant alternatif qui dans toutes les zones phasiques ont le même nombre d'encoches. Les enroulements qui ont dans différentes zones d'une même phase un nombre d'encoches qui diffère d'une unité sont appelés enroulements à nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase. Les groupes de bobines (zones phasiques) de chaque phase à nombre d'encoches qui diffère d'une unité doivent être répartis symétriquement suivant la circonférence de la machine.

Pour exécuter un enroulement polyphasé à q fractionnaire, il faut que les F.É.M. résultantes des différentes phases soient égales en grandeur et décalées l'une par rapport à l'autre de $\frac{2\pi}{m}$.

L'étude d'un enroulement à q fractionnaire sera bien meilleure en partant de l'étoile des F.É.M. d'encoches.

Le nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase est exprimé par la formule:

$$q = a + \frac{b}{c} = \frac{ac + b}{c}, \tag{3-2}$$

où a, b et c sont des nombres entiers et b/c une fraction régulière à nombres réciproquement entiers. Comme on le verra par la suite, le dénominateur c est le diviseur du nombre de paires de pôles, mais dans une machine triphasée il ne doit pas être égal à trois ou à un multiple de trois car ce n'est que dans ce cas que les groupes de bobines qui diffèrent par le nombre de barres seront répartis uniformément suivant les phases.

Pour pouvoir exécuter un enroulement à q fractionnaire avec des encoches statoriques entièrement enroulées il faut que le nombre

d'encoches par phase de l'enroulement situées sous les pôles de même nom soit le même, ce qui nous permet d'écrire:

$$\frac{Z}{2m} = \gamma = \text{ nombre entier.}$$

Si le nombre d'encoches Z et le nombre de paires de pôles p ont le plus grand commun diviseur t, après la réalisation d'une partie de l'enroulement à p/t paires de pôles, on commence à rencontrer des barres ayant respectivement la même phase de la F.É.M. que dans le groupe initial; pour cette raison l'enroulement comportera t barres équiphasiques et permet de former t groupes parallèles.

Pour un nombre pair d'encoches Z et pour le plus grand commun diviseur $t > 1$ après l'exécution d'une partie de l'enroulement à $p : 2t$ paires de pôles on commence à rencontrer des barres à F.É.M. déphasées de 180° par rapport aux F.É.M. des barres du groupe initial. Un tel enroulement permet de former $2t$ groupes parallèles, et les groupes de barres à F.É.M. déphasées de 180° par rapport aux F.É.M. initiales doivent être connectés aux nœuds communs par leurs fins et non par leurs commencements.

Pour pouvoir fabriquer un enroulement à m phases le nombre d'encoches à phase non concordante faisant partie de chaque enroulement simple de $\frac{Z}{t}$ encoches doit être divisible par m.

Pour cette raison

$$\frac{Z}{tm} = \text{nombre entier;}$$

mais puisque $\frac{Z}{2m} = \gamma$, on en déduit:

$$\frac{2\gamma}{t} = \text{nombre entier.}$$

En traçant l'étoile des F.É.M. d'encoche on tiendra compte des facteurs suivants.

L'angle électrique entre les F.É.M. des barres qui se trouvent dans les deux encoches voisines est:

$$\alpha = \frac{p \cdot 360°}{Z} = \frac{p \cdot 360°}{2pmq} = \frac{180°}{mq} \qquad (3\text{-}3)$$

et pour $m = 3$:

$$\alpha = \frac{60°}{q} = \frac{c \cdot 60°}{ac + b}. \qquad (3\text{-}4)$$

Dans le cas où Z et p sont des nombres réciproquement simples ($t = 1$) il arrive que l'enroulement ne comporte pas d'encoches ayant des F.É.M. qui concordent en phase; pour cette raison le déphasage minimal possible entre les F.É.M. des deux encoches quelconques sera:

$$\alpha' = \frac{360°}{Z}. \qquad (3\text{-}5)$$

Si on représente l'étoile des F.É.M. d'encoche, α' représentera l'angle entre les vecteurs voisins des F.É.M.

Dans le cas où les nombres Z et p ont le plus grand commun diviseur t, l'enroulement comporte t encoches équiphasiques. Dans ce cas l'enroulement se divise en t enroulements simples dont chacun comporte $\frac{Z}{t}$ encoches. Pour cette raison l'angle α' entre les vecteurs voisins des F.É.M. dans l'étoile est:

$$\alpha' = \frac{t \cdot 360^\circ}{Z}. \tag{3-6}$$

Les enroulements fractionnaires peuvent être à une ou à deux couches. Ces derniers à leur tour peuvent être fabriqués selon le principe des enroulements imbriqués et ondulés coupés à courant continu. Les enroulements à deux couches présentent par rapport aux enroulements à une couche cet avantage qu'ils permettent l'emploi des bobines formées sur gabarit et placées dans les encoches ouvertes du stator. Nous examinerons quelques exemples d'enroulements fractionnaires à deux couches, car dans les nouvelles machines les enroulements fractionnaires à une seule couche ne sont pas employés.

b) Enroulements imbriqués à nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase. Nous allons élucider les particularités de ces enroulements en examinant un enroulement aux données suivantes: $Z = 30$, $2p = 8$, $m = 3$. Le plus grand commun diviseur de Z et de p est égal à 2 ($t = 2$). Le nombre d'encoches par pôle et par phase

$$q = \frac{Z}{2pm} = \frac{30}{8 \cdot 3} = 1\frac{1}{4},$$

où $a = 1$, $b = 1$ et $c = 4$. L'angle électrique entre les encoches voisines

$$\alpha = \frac{p \cdot 360^\circ}{Z} = \frac{4 \cdot 360^\circ}{30} = 48^\circ.$$

L'angle entre les vecteurs voisins de l'étoile des F.É.M. d'encoche

$$\alpha' = \frac{t \cdot 360^\circ}{Z} = \frac{2 \cdot 360^\circ}{30} = 24^\circ.$$

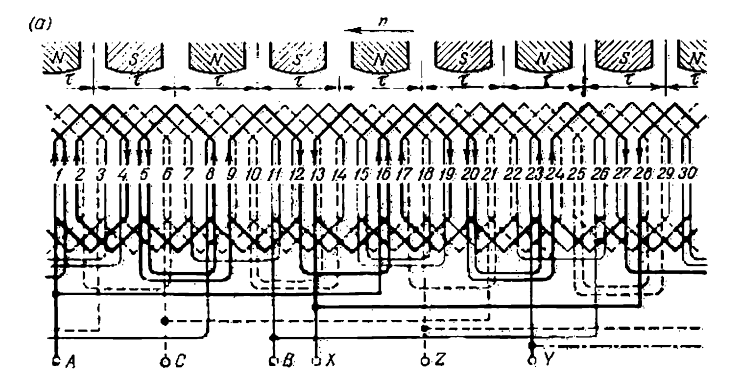
Si on tient compte du fait que la F.É.M. des conducteurs inférieurs est décalée de 180° par rapport aux conducteurs supérieurs, pour un nombre impair de vecteurs des F.É.M. leur nombre doublera et l'angle entre les vecteurs adjacents:

$$\alpha'' = \frac{t \cdot 360^\circ}{2Z} = 12^\circ$$

(fig. 3-15).

Le nombre d'encoches par phase sous les pôles de même polarité

$$\gamma = Z : 2m = 30 : 6 = 5$$



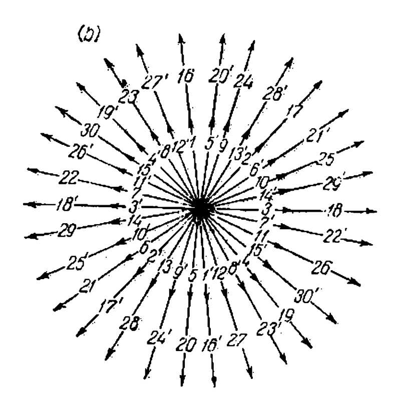
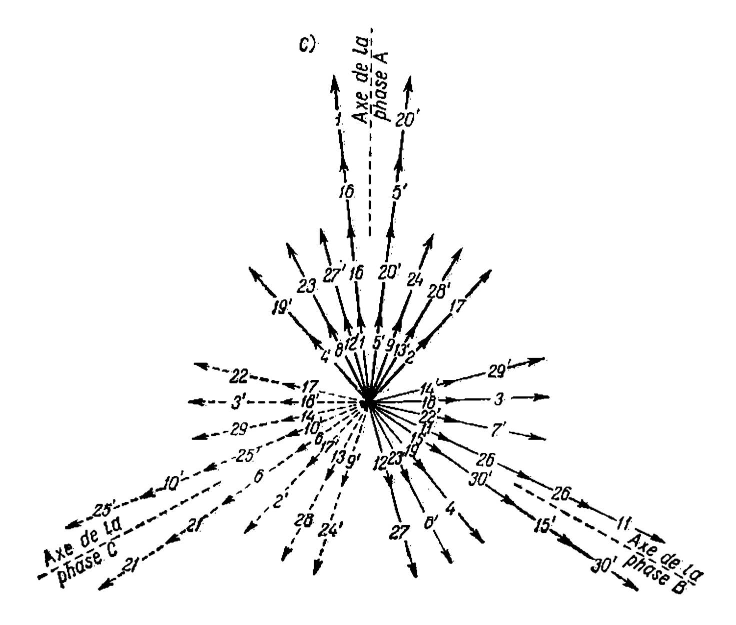


Fig. 3-15. Enroulement triphasé imbriqué à deux couches fractionnaire pour $Z = 30$, $2p = 8$, $q = 1\frac{1}{4}$;

$$y = 3,\quad \beta = \frac{3}{3 \times 1\frac{1}{4}} = 0{,}8:$$

a — schéma de l'enroulement; *b* — étoile des F.É.M. des encoches; *c* — étoile des F.É.M. de l'enroulement.



et

$$2\gamma : t = 10 : 2 = 5.$$

Le pas d'enroulement passera de la première encoche à la quatrième, de sorte que

$$\beta = \frac{y}{\tau} = \frac{3}{3{,}75} = 0{,}8.$$

La fig. 3-15, *a* représente le schéma de l'enroulement aux données indiquées plus haut. L'ordre de connexion des sections de l'enroulement est déterminé par les données suivantes :

A — 1 — 4′ — 2 — 5′ — 8 — 5′ — 9 — 12′ — 16 — 13′ —
— 16 — 19′ — 17 — 20′ — 23 — 20′ — 24 — 27′ — 1 — 28′ — X
B — 11 — 14′ — 12 — 15′ — 18 — 15′ — 19 — 22′ — 26 — 23′ —
— 26 — 29′ — 27 — 30′ — 3 — 30′ — 4 — 7′ — 11 — 8′ — Y
C — 6 — 9′ — 7 — 10′ — 13 — 10′ — 14 — 17′ — 21 — 18′ —
— 21 — 24′ — 22 — 25′ — 28 — 25′ — 29 — 2′ — 6 — 3′ — Z

Tous les deux groupes de sections connectées en série inscrites dans une ligne et formant une demi-phase de l'enroulement ont des F.É.M. résultantes égales en grandeur et qui sont en phase. Pour cette raison on peut les connecter soit en série soit en parallèle.

L'étoile des F.É.M. d'encoche de l'enroulement est représentée sur la fig. 3-15,*b*. L'étoile des groupes résultants des F.É.M. d'encoche qui correspond à l'ordre de connexion des sections indiqué plus haut est représentée sur la fig. 3-15,*c* ; on remarquera que les sommes géométriques des F.É.M. de toutes les sections de chaque phase de l'enroulement sont décalées l'une par rapport à l'autre de 120°. Cela prouve qu'à la fin on obtient un enroulement triphasé régulier avec un déphasage des F.É.M. simples de 120° l'une par rapport à l'autre.

Un enroulement à deux couches permet d'obtenir un nombre de circuits parallèles égal à t qui est le plus grand commun diviseur de Z et p. Dans l'exemple considéré avec $Z = 30$ et $2p = 8$ on a $t = 2$ et l'enroulement peut comporter $a = 2$ groupes parallèles comme indiqué sur le schéma de la fig. 3-15,*a*.

On peut inscrire l'ordre de l'exécution de l'enroulement donné sous forme d'une série numérique où les chiffres désignent le nombre d'encoches (ou de la rangée supérieure des côtés de bobines) appartenant à chaque phase ; le premier chiffre dans la case désigne les encoches de la première phase, le deuxième chiffre désigne les encoches de la deuxième phase et le troisième chiffre désigne les encoches de la troisième :

N	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*
211	121	112	111	211	121	112	111

Le principe de composition d'une série numérique est le suivant. Pour $q = 1\frac{1}{4}$, de tous les groupes de bobines $c = 4$ les groupes $b = 1$ ont $a + 1 = 2$ bobines et les groupes $c - b = 4 - 1 = 3$ ont $a = 1$ bobine. En plaçant $b = 1$ grands groupes (à deux bobines) symétriquement entre $c - b = 3$ petits groupes (à une bobine) on obtient un élément de la série numérique dont la répétition $\frac{Z}{ac+b} = \frac{30}{5} = 6$ fois donnera toute la série numérique. Dans le cas considéré où le nombre de grands groupes dans un élément d'une série numérique est égal à l'unité, on peut mettre ce groupe (nombre 2) à un endroit quelconque de l'élément de la série numérique.

La série numérique permet de voir qu'après le passage des quatre pôles commence la répétition de l'ordre des chiffres avec l'observation de leur appartenance aux différentes phases. Cette particularité de la série numérique indique que les conducteurs des encoches décalés dans l'espace d'une distance égale à quatre intervalles polaires ont des F.É.M. de même phase et pour cette raison les rayons correspondants de l'étoile des F.É.M. d'encoche coïncident en direction. Cela montre qu'il est possible d'obtenir dans l'enroulement donné non seulement la connexion en série de tous les conducteurs appartenant à une même phase mais aussi la connexion en parallèle des deux moitiés de l'enroulement.

Exemple 3-1.

Examinons la réalisation d'un enroulement imbriqué à nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase de l'alternateur hydraulique construit par l'usine soviétique « Electrosila ». Cela nous permettra d'appliquer les notions exposées plus haut en ce qui concerne la fabrication de ces enroulements.

L'alternateur avait les caractéristiques suivantes:

$$S = 77\,500 \text{ KVA}, \quad U_n = 13\,800 \text{ V}, \quad 2p = 68, \quad Z = 600,$$

$$q = \frac{ac+b}{c} = \frac{2\cdot 17+16}{17} = \frac{50}{17} = 2\frac{16}{17};$$

$$\alpha = \frac{60c}{ac+b} = \frac{60\cdot 17}{50} = 20,4^\circ,$$

pas 1—9, $3q = 8,82$, nombre de branches parallèles $a = 4$,

$$\beta = \frac{y}{\tau} = \frac{8}{8,82} = 0,907.$$

Le traçage de l'étoile des F.É.M. d'encoche pour une faible valeur de α' aurait été très difficile et pour cette raison il est plus simple de représenter le mode d'exécution de l'enroulement à l'aide d'un tableau numérique dressé suivant le principe indiqué plus haut.

Pour obtenir $q = 2\frac{16}{17}$ l'enroulement doit comporter pour toutes les 50 encoches 16 bobines à $q = 3$ et une bobine à $q = 2$, car on a alors

$$q = \frac{3\cdot 16+2}{17} = 2\frac{16}{17}.$$

Pour $Z = 600$ et $p = 34$ on a $t = 2$ et pour cette raison l'enroulement est divisé en deux enroulements simples. L'exécution de l'enroulement avec répartition des bobines triples et doubles peut être représentée facilement sous la forme du tableau de la série numérique :

N	S	N	S	N	S	N	S	N	S	N	S	N	S	N	S	N	S
333	333	333	333	333	323	333	333	333	333	333	233	333	333	333	333	332	
	333	333	333	333	333	323	333	333	333	333	333	233	333	333	333	333	332
333	333	333	333	333	323	333	333	333	333	333	233	333	333	333	333	332	
	333	333	333	333	333	323	333	333	333	333	333	233	333	333	333	333	332

On voit d'après ce tableau qu'après le passage de 17 pôles l'enroulement arrive dans une position identique sous un pôle de polarité opposée et après le passage de 34 pôles il arrive sous un pôle de même polarité.

Chaque enroulement phasique comporte quatre bobines à $q = 2$ réparties de façon uniforme suivant la circonférence de la machine après tous les 30° dans l'espace. Entre les bobines doubles voisines de différentes phases se trouvent toujours 16 bobines triples et entre les commencements des bobines doubles il existe un déphasage en degrés électriques

$$3 \cdot 360^{\circ} - 50\alpha = 3 \cdot 360^{\circ} - 50 \cdot 20{,}4^{\circ} = 1080^{\circ} - 1020^{\circ} = 60^{\circ}.$$

Le tableau montre que l'enroulement permet de former non pas deux mais même quatre branches parallèles, car, en plus des deux groupes principaux, on a encore deux groupes supplémentaires au même nombre de bobines doubles et triples. Les F.É.M. des groupes voisins sont déphasées de 180° car elles commencent dans les tableaux numériques à partir de pôles de polarité différente ; cependant cela ne rend pas difficile leur connexion en branches parallèles, car le commencement d'un groupe peut être connecté à la fin d'un autre groupe aux nœuds communs des groupes parallèles.

Une étoile des F.É.M. d'encoche comporte $\frac{Z}{t} = \frac{600}{2} = 300$ vecteurs de phases différentes et deux vecteurs de même phase dans chaque rayon.

c) Enroulements ondulés à nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase. La construction de l'étoile des F.É.M. d'encoche et la répartition des encoches par phase dans un enroulement ondulé fractionnaire se fait de la même façon que pour un enroulement imbriqué fractionnaire.

Les enroulements ondulés fractionnaires sont une variante des enroulements ondulés à nombre entier d'encoches par pôle et par phase que nous avons examinés précédemment à cette différence près qu'en certains endroits spécialement choisis le groupe naturel de bobines est perturbé par l'accroissement ou par la diminution du nombre de bobines dans le groupe d'une unité. Lorsqu'il s'agit d'un

enroulement imbriqué ce changement du nombre de bobines dans le groupe est obtenu, sans perturber la marche naturelle du système imbriqué, par l'addition ou le retranchement d'une boucle. Dans le cas d'un enroulement ondulé une telle variation du nombre d'encoches dans un groupe d'une phase donnée perturbe la marche naturelle de l'onde et pour cette raison on est obligé d'ajouter un élément intercalaire à l'aide d'une jonction spéciale ou de faire un contournement spécial qui diminue d'une unité le nombre d'encoches du groupe donné.

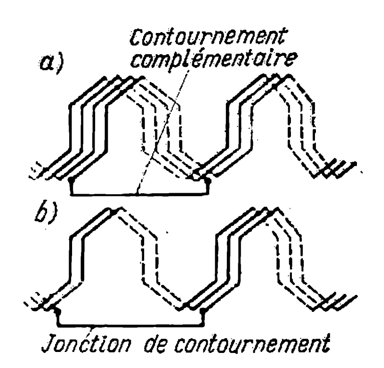


Fig. 3-16. Contournements complémentaires et jonctions de contournement des enroulements ondulés fractionnaires.

Ces additions ou diminutions du nombre de bobines dans le groupe d'une onde naturelle doivent être réparties de façon uniforme suivant la circonférence du stator de la machine. La fig. 3-16,*a* représente un tel contournement complémentaire qui fait passer le nombre de bobines du groupe donné de 3 à 4 et la fig. 3-16,*b* représente une jonction de contournement qui fait passer le nombre de bobines du groupe de 3 à 2. Le nombre minimal de contournements et de jonctions intercalaires est obtenu dans les enroulements où le nombre d'encoches par pôle et par phase pour le dénominateur donné c diffère de façon minimale d'un nombre entier, c'est-à-dire pour les valeurs de q telles que $2\frac{1}{5}$, $2\frac{4}{5}$, $2\frac{1}{8}$, $2\frac{7}{8}$, etc.

La fig. 3-17,*a* représente le schéma d'un tel enroulement ondulé dont voici les données: $Z = 33$, $p = 5$; $q = 1\frac{1}{10}$; $\beta = \frac{y}{\tau} = \frac{3}{3{,}3} = 0{,}91$. Cet enroulement est une variante d'un enroulement ondulé pour le même nombre de pôles $2p = 10$ avec un nombre entier d'encoches $q = 1$ où l'accroissement du nombre d'encoches par pôle et par phase nécessite l'accroissement du nombre total d'encoches de $\frac{1}{10}\cdot 2p\cdot 3 = \frac{1}{10}\cdot 10\cdot 3 = 3$ encoches. Les trois encoches supplémentaires sont réparties uniformément suivant la circonférence du stator, ce qui exige trois contournements complémentaires exécutés selon le principe indiqué sur la fig. 3-16,*a* et prévus chacun pour une phase. Etant donné qu'une jonction peut être placée à l'endroit où se trouvent les sorties de la machine on peut s'en passer. Il en résulte que le schéma présenté sur la fig. 3-17,*a* où $q = 1\frac{1}{10}$ a seulement deux jonctions de contournement et non trois, et pour cette raison le nombre total de ces dernières est égal à cinq. Les vecteurs des F.É.M. d'encoche de l'enroulement considéré réunis en trois secteurs

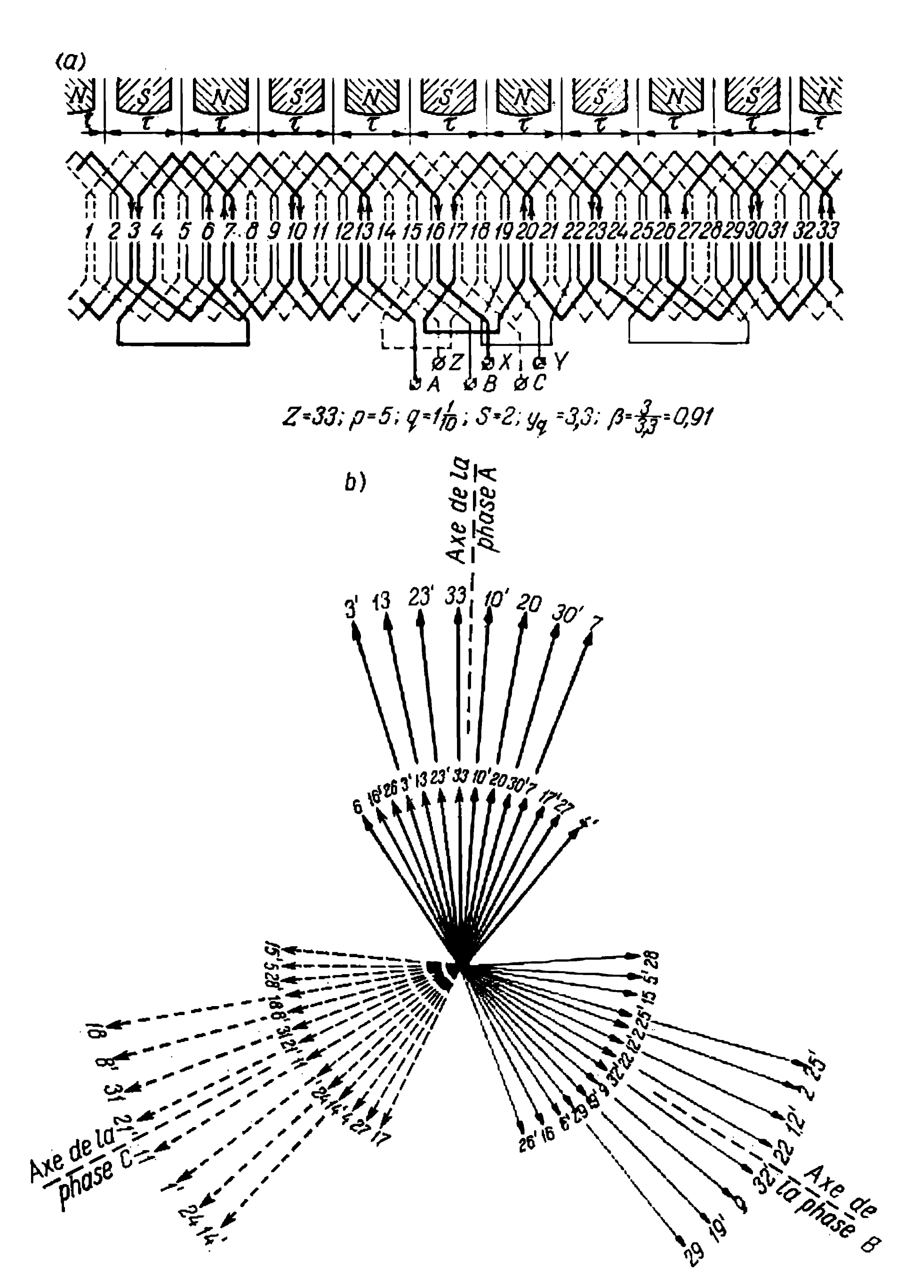


Fig. 3-17. Enroulement triphasé ondulé à deux couches fractionnaire pour $Z = 33$, $2p = 10$, $q = 1\frac{1}{10}$, $y_q = 3{,}3$, $\beta = \frac{3}{3{,}3} = 0{,}91$:

a — schéma de l'enroulement ; *b* — étoile des F.É.M.

sont indiqués sur la fig. 3-17,*b*. L'enroulement est exprimé par la série suivante :

N	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*
111	112	111	111	111	211	111	111	121	111

Exemple (3-2)

Considérons le cas d'un enroulement ondulé à nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase.

L'alternateur hydraulique à enroulement ondulé possède les caractéristiques suivantes : $S = 32$ MVA, $U_n = 10\,500$ V, $n = 375$ tr/mn, $2p = 16$, $Z = 185$, $q = 3\frac{15}{16}$; pas 1 à 11, $\beta = \frac{y}{\tau} = 0{,}8465$.

L'enroulement de cet alternateur correspond à un enroulement à nombre entier d'encoches $q = 4$ et $Z = 192$ dont le nombre total d'encoches a été diminué de $\left(4-3\frac{15}{16}\right)\cdot 2\cdot 8\cdot 3 = \frac{1}{16}\cdot 48 = 3$ encoches et pour cette raison il doit avoir trois jonctions de contournement qui font passer le nombre d'encoches des trois groupes de quatre à trois. Vu qu'une jonction peut être placée dans la zone des sorties, le nombre total de jonctions est égal à cinq.

L'étoile des F.É.M. d'encoche comporte dans ce cas 189 rayons, ce qui rend cet enroulement équivalent à un enroulement à nombre d'encoches par pôle et par phase $q_é = 63$.

La série numérique de l'enroulement donné se présente sous la forme suivante:

N	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*	*N*	*S*
444	444	444	443	444	444	444	444	444	344	444	444	444	444	434	444

On voit de ce tableau numérique que l'enroulement donné peut être obtenu à partir d'un enroulement à $q = 4$ en remplaçant en trois endroits les 4 par des 3 répartis de façon uniforme suivant la circonférence de la machine à raison d'un chiffre par phase.

Les enroulements à nombre fractionnaire d'encoches par pôle et par phase sont utilisés également dans les moteurs synchrones et asynchrones mais pour d'autres raisons. Les exigences vis-à-vis de la forme de la courbe de la F.É.M. résultante des moteurs (harmoniques contenus dans la courbe) ne sont pas aussi sévères que pour les alternateurs. Dans le cas des moteurs synchrones et asynchrones l'emploi de ces enroulements est lié à l'utilisation d'un même estampe avec un nombre déterminé d'encoches pour des machines à nombres de pôles différents. Pour cette raison, pour les mêmes nombres

d'encoches en fonction du nombre de pôles, on peut obtenir q égal à un nombre entier ou à un nombre fractionnaire. Par exemple, pour $Z = 36$ et $2p = 4$, on a $q = 3$, pour $2p = 6$, on a $q = 2$, et pour $2p = 8$, on a $q = 1\frac{1}{2}$.

3-7. Isolement de l'enroulement

La bobine d'enroulement est placée dans les encoches poinçonnées dans les tôles d'acier qui sont réunies pour former les paquets du stator. En fonction de la puissance et de la tension de la machine, les encoches sont: 1) ouvertes; 2) semi-ouvertes; 3) semi-fermées; 4) fermées.

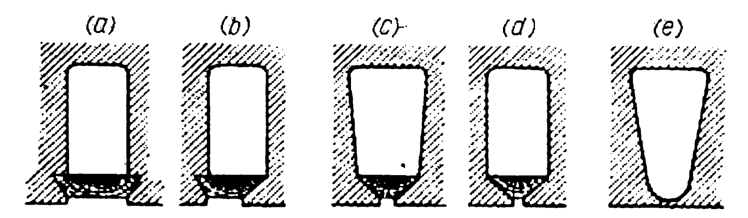


Fig. 3-18. Différentes formes des encoches.

Les encoches ouvertes et semi-ouvertes sont généralement rectangulaires (fig. 3-18,*a* et *b*). Les encoches fermées et semi-fermées sont généralement de forme rectangulaire ou trapézoïdale avec angles arrondis (fig. 3-18,*c*, *d* et *e*).

Le mode de pose et le genre de l'isolation de l'enroulement dépendent beaucoup de la forme de l'encoche.

Pour les encoches fermées (fig. 3-19) on peut employer deux modes de placement de l'enroulement et de l'isolement de l'encoche. La première méthode (*enroulement dit à fils tirés*, fig. 3-19) consiste à introduire dans l'encoche soit un fourreau préalablement fabriqué selon la forme de l'encoche soit des feuilles isolantes. Ensuite, on remplit l'encoche de broches en bois ou en métal qui par leurs dimensions correspondent au fil de l'enroulement et ensuite on remplace ces broches par des fils dans un ordre bien déterminé. La seconde méthode (*enroulement découpé dit compoundé*) consiste à imprégner de compound sous pression et à isoler les enroulements. Ensuite d'un côté la partie frontale est coupée, la bobine est placée dans les encoches, ensuite on soude les conducteurs coupés dans la partie frontale et on isole cette dernière.

A l'heure actuelle les encoches fermées, vu la complexité d'introduction des enroulements par les méthodes indiquées, sont employées rarement.

Dans les encoches semi-fermées on peut utiliser les deux méthodes indiquées mais à l'heure actuelle les encoches semi-fermées sont

utilisées surtout dans les machines de basse tension avec enroulement, dit en pelote, en fil cylindrique. Dans l'encoche semi-fermée on place les feuilles isolantes (fig. 3-20,*a*) de telle façon qu'elles dépassent l'encoche et la bobine préalablement bobinée sur gabarit est placée dans l'encoche.

Les encoches semi-ouvertes sont utilisées dans les machines de basse tension (jusqu'à 500 V) et de puissance moyenne. Les feuilles isolantes sont placées préalablement dans l'encoche (fig. 3-20,*b*). La bobine comprenant deux parties suivant la largeur de l'encoche

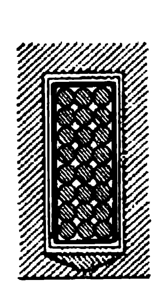


Fig. 3-19. Encoche avec enroulement à fils tirés.

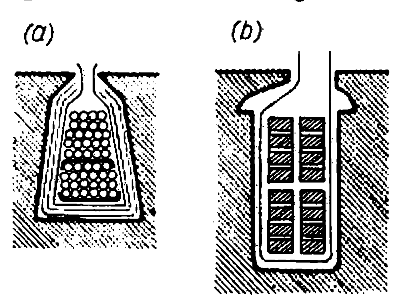


Fig. 3-20. Encoches avec enroulement : *a* — semi-fermée ; *b* — semi-ouverte.

est préalablement bobinée sur gabarit et formée. La largeur de la fente d'encoche est telle qu'une moitié de la section peut y passer. L'enroulement est posé par moitié à travers cette fente. L'enroulement mis en place et fixé dans l'encoche, ainsi que dans les parties frontales est imprégné d'un vernis isolant.

Les bobines destinées à être placées dans les encoches ouvertes sont formées sur gabarit, isolées et ensuite placées dans l'encoche. Pour isoler la bobine on utilise dans ces cas les méthodes suivantes: 1) isolement continu de la bobine au ruban micacé avec séchage sous vide et compoundage dans des bacs spéciaux ; 2) isolement continu au tissu verni avec séchage multiple et imprégnation d'un vernis isolant; 3) isolement mixte avec emploi des tissus vernis pour les couches intérieures et du ruban micacé pour les couches extérieures; 4) isolement continu avec utilisation du ruban de verre imprégné employé seul ou combiné avec du ruban micacé; 5) garnissage au micafolium pressé de la partie de la section qui se trouve dans l'encoche.

Lors de l'utilisation des quatre premières méthodes, la partie frontale est isolée comme la partie d'encoche mais avec un nombre légèrement inférieur de couches de ruban. Lors de l'emploi de la cinquième méthode, la partie frontale est isolée soit au tissu verni, soit au ruban micacé et à la sortie de l'encoche les deux types d'isolement se joignent.

Dans les stators modernes les encoches fermées ne sont pas employées. L'enroulement découpé et l'enroulement à fils tirés également ne sont plus employés. Les encoches semi-fermées sont utilisées pour les alternateurs de basse tension et de faible et de moyenne puissance. Les encoches semi-ouvertes sont utilisées dans les machines synchrones et asynchrones de basse tension et de moyenne puissance. Les encoches ouvertes sont employées dans toutes les machines synchrones de haute tension ainsi que dans les machines synchrones de basse tension et de moyenne et de grande puissance et dans certains cas dans les moteurs asynchrones où pour des raisons de fabrication il est désavantageux d'employer des encoches semi-ouvertes.

Pour les machines de 3000 à 3150 V à encoches ouvertes fabriquées dans les usines soviétiques on utilise le plus souvent l'isolement avec garnissage de micafolium et l'isolement continu au ruban micacé. Pour les machines à tension de 6000 V à 6300 V on utilise surtout l'isolement continu au ruban micacé. Lorsque la tension ne dépasse pas 3150 V, le garnissage de la partie de l'enroulement qui se trouve dans l'encoche se fait à cinq couches de micafolium de 0,25 mm d'épaisseur. Pour l'isolement continu des machines à 3150 V (fig. 3-21,*a*) en fonction des conditions de travail de celles-ci on utilise pour la partie d'encoche cinq ou six couches de ruban micacé de 0,13 mm d'épaisseur qui se recouvrent de moitié et pour la partie frontale on prend une couche de moins. Pour la tension de 6300 V (fig. 3-21,*b*) on utilise neuf couches pour la partie d'encoche et huit couches pour la partie frontale. Au-dessus du ruban micacé on enroule sur la section une couche de ruban de ferro-amiante ou de ruban satiné.

Dans les machines de faible tension et de petite puissance l'isolation de la spire est formée par celle du fil qui comprend une couche d'émail et une couche de coton.

Dans les machines de grande puissance on utilise des fils à double guipage de coton ou avec guipage et tresse ainsi que des fils avec l'isolement à l'amiante.

D'après les limites admissibles d'échauffement les types d'isolement énumérés appartiennent à la classe A (§ 6-1) qui admet une température de 100 °C car ils comprennent tous en fortes proportions des isolants de la classe A (papier, coton).

Dans les machines de haute tension en plus de l'isolement propre du fil on ajoute une isolation supplémentaire des spires, le plus souvent en ruban micacé. En fonction de la tension par spire et de la puissance de la machine, cette isolation peut comprendre deux ou trois couches de ruban micacé.

L'isolation compoundée bien qu'elle appartienne à la classe B n'admet pas une température supérieure à 105 °C car pour des températures plus élevées le compound normal se ramollit et commence à couler. Pour obtenir un isolement de classe B qui puisse supporter une température de 120 °C il faut, selon les normes, isoler le fil d'amiante, de micafolium en couches multiples sur tissu de soie

ou sur papier de soie, de ruban micacé sur papier Japon ou de ruban de verre et de compounds et vernis résistant à la chaleur.

Les sections statoriques achevées sont soumises pendant la pose dans le stator aux essais sous tension élevée en fonction de la tension nominale de la machine. La fig. 3-22 donne les normes des essais d'isolements des enroulements par rapport à la masse durant différents stades de fabrication en fonction de la tension nominale de la machine. Pour les sections des puissantes machines on détermine l'angle de pertes diélectriques tg δ à l'aide du pont de Schering pour des tensions comprises entre 0,5 et 1,5 fois la tension nominale. Dans les sections de bonne qualité tg δ à la tension nominale ne doit pas dépasser 0,08 à 0,1 et la variation de tg δ dans les limites de la tension comprise entre 1,0 et 1,5 fois U_n ne doit pas être supérieure à 0,02.

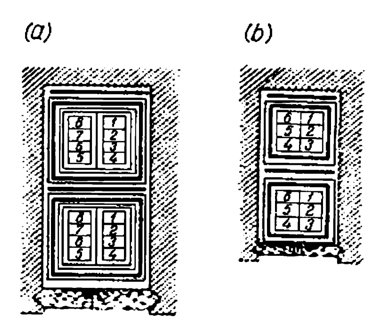


Fig. 3-21. Encoches ouvertes avec enroulement.

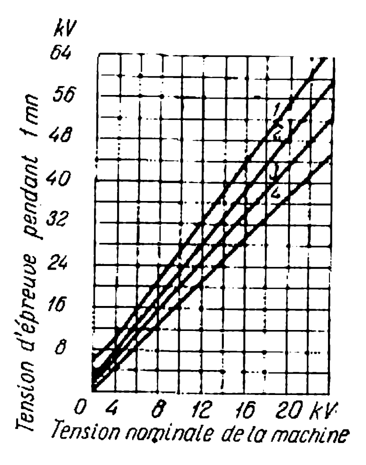


Fig. 3-22. Normes des tensions d'épreuve des enroulements :

1 — pour les bobines non placées; 2 — pour les bobines placées mais non connectées entre elles; 3 — pour les bobines connectées formant l'enroulement; 4 — pour la machine finie.

La qualité de l'isolement des machines détermine leur fiabilité et pour cette raison on prête une sérieuse attention au choix de l'isolation et à sa fabrication. Le rôle de l'isolation ne se limite pas à à sa rigidité diélectrique. Vu que les pertes dans le cuivre sont évacuées par l'isolation dans le milieu ambiant, il faut penser non seulement à la rigidité diélectrique et à la résistance à la chaleur de l'isolation, mais aussi à sa conductibilité thermique ce qui est obtenu en grande partie par imprégnation et compoundage. La résistance mécanique, l'étanchéité à l'humidité, la résistance à l'action de l'huile et d'autres propriétés jouent un rôle important.

A l'heure actuelle on utilise de nouveaux isolants synthétiques à base de substances thermodurcissables. Ainsi la firme américaine Westinghouse utilise comme isolant le thermolastic, la firme G.E., le micopal et la maison française Alsthom, un isolant dit isotenax.

Chapitre

IV

FORCE MAGNÉTOMOTRICE DES ENROULEMENTS À COURANT ALTERNATIF

4-1. Généralités

Le champ magnétique de l'enroulement d'une machine dépend d'une part de la disposition des conducteurs de l'enroulement et du courant qui les parcourt et d'autre part de la forme du circuit magnétique de la machine et des propriétés magnétiques de ses différentes parties. Le calcul du champ de l'enroulement a pour but principal de déterminer la répartition de l'induction magnétique le long de l'entrefer, car de cette répartition dépendent: 1) les valeurs et les formes des F.É.M. induites dans les enroulements; 2) la valeur et la nature des efforts électromagnétiques qui créent les couples moteurs de la machine.

Le champ magnétique de l'enroulement est déterminé par sa force magnétomotrice (F.M.M.) qui dépend de l'aménagement de l'enroulement et des courants qui le parcourent. Nous définirons la F.M.M. de l'enroulement et son utilisation pour le calcul du champ de l'enroulement en envisageant en premier lieu une machine à entrefer uniforme. Les particularités liées à la non-uniformité de l'entrefer ainsi que les particularités du champ magnétique des enroulements fractionnaires seront examinées dans le § 4-6.

4-2. Equations des ondes pulsatoires et des ondes mobiles

Dans les machines électriques peuvent être créés des champs magnétiques tournants ainsi que des champs immobiles dans l'espace mais qui pulsent dans le temps. Examinons d'abord les questions générales liées à ces champs.

L'expression mathématique d'une onde pulsant sinusoïdalement dans le temps et répartie dans l'espace également sinusoïdalement peut être écrite sous la forme suivante:

$$F_{[t,\,a]} = F_m \sin \omega t \cos \frac{2\pi}{T_e} x = F_m \sin t' \cos a \qquad (4\text{-}1)$$

avec

$$t' = \omega t = \frac{2\pi}{T} t; \qquad a = \frac{2\pi}{T_e} x,$$

T représente la période de l'onde dans le temps;
T_e représente la période de l'onde dans l'espace;
F_m représente l'amplitude de l'onde.

Dans le cas considéré la coordonnée de temps t' et la coordonnée d'espace a sont exprimées en unités d'angle.

Dans les machines électriques $T_e = 2\tau$, où τ représente l'intervalle polaire de la machine et $\omega = 2\pi f$, où f est la fréquence.

La fig. 4-1 représente l'onde pulsatoire à différents instants. Ses points caractéristiques sont: $a = -\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \ldots$, pour lesquels la fonction (4-1) devient nulle à un instant quelconque et

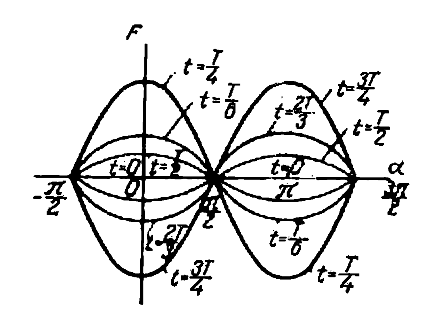


Fig. 4-1. Onde pulsatoire à différents instants.

$a = 0, \pi, 2\pi, \ldots$, pour lesquels la fonction (4-1) en variant sinusoïdalement dans le temps prend les valeurs maximales positives et négatives. Les premiers points sont appelés nœuds de l'onde et les seconds sont appelés ventres.

L'expression mathématique d'une onde mobile a la forme suivante:

$$F_{[t,a]} = F_m \sin(t' \pm a). \qquad (4\text{-}2)$$

Les valeurs de t' et de a sont les mêmes qu'auparavant.

A la différence d'une onde pulsatoire la valeur maximale d'une onde mobile ne devient pas nulle durant toute la période spatiale pour une valeur quelconque du temps. La valeur maximale de l'onde avec l'accroissement du temps t se déplace à gauche ou à droite d'où la notion d'une onde mobile senestrorsum et d'une onde mobile dextrorsum.

Sur la fig. 4-2 est représentée la position de l'onde

$$F_{[t,a]} = F_m \sin(t' + a) \qquad (4\text{-}3)$$

pour les valeurs du temps $t' = 0$ et $t' = \frac{\pi}{2}$. Vu que le maximum de l'onde dans ce cas se déplace à gauche avec l'accroissement du temps il est évident que le signe « plus » devant a correspond à une onde

senestrorsum. Sur la fig. 4-3 est représentée la position de l'onde

$$F_{[t,a]} = F_m \sin(t' - a) \tag{4-4}$$

pour les valeurs du temps $t' = 0$ et $t' = \frac{\pi}{2}$. La crête de l'onde est déplacée à droite et pour cette raison le signe « moins » devant a correspond à une onde dextrorsum.

La notion des ondes dextrorsum et senestrorsum est liée au système de coordonnées. Si l'on inverse le sens positif de l'axe des abscisses du système de coordonnées, le sens du mouvement de ces ondes dans le plan du dessin sera inversé.

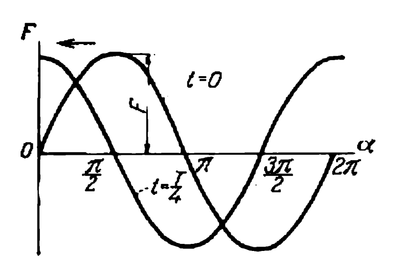


Fig. 4-2. Position d'une onde de retour pour deux instants.

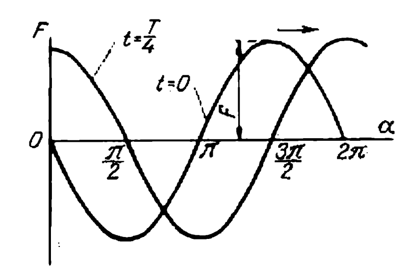


Fig. 4-3. Position d'une onde directe pour deux instants.

Dans les machines électriques à courant alternatif le champ magnétique qui se déplace suivant la circonférence de l'entrefer se transforme en champ tournant et pour cette raison dorénavant nous examinerons les ondes tournantes des F.M.M. et des champs magnétiques.

Le champ tournant d'une machine peut être décomposé en deux champs pulsatoires décalés dans l'espace et dans le temps. En effet, il résulte de l'équation (4-2) que la valeur de la F.M.M. à l'instant donné t et au point donné x sur la circonférence du stator s'exprime sous la forme :

$$F_{[t,a]} = F_m \sin(t' \pm a) = F_m \sin t' \cos a \pm F_m \cos t' \sin a =$$

$$= F_m \sin t' \cos a \pm F_m \sin\left(t' - \frac{\pi}{2}\right) \cos\left(a - \frac{\pi}{2}\right) = F_{a1} + F_{a2}, \tag{4-5}$$

où

$$F_{a1} = F_m \sin t' \cos a$$

représente le champ pulsatoire pour lequel l'origine des coordonnées se trouve en regard du ventre de l'onde et

$$F_{a2} = \pm F_m \sin\left(t' - \frac{\pi}{2}\right) \cos\left(a - \frac{\pi}{2}\right)$$

représente un champ pulsatoire décalé par rapport au champ F_{a1} dans l'espace et dans le temps d'un angle $\pm \frac{\pi}{2}$.

Le champ pulsatoire peut être décomposé en deux champs tournant dans les sens opposés et ayant des amplitudes égales à la moitié de l'amplitude maximale du champ pulsatoire. Cela résulte de la

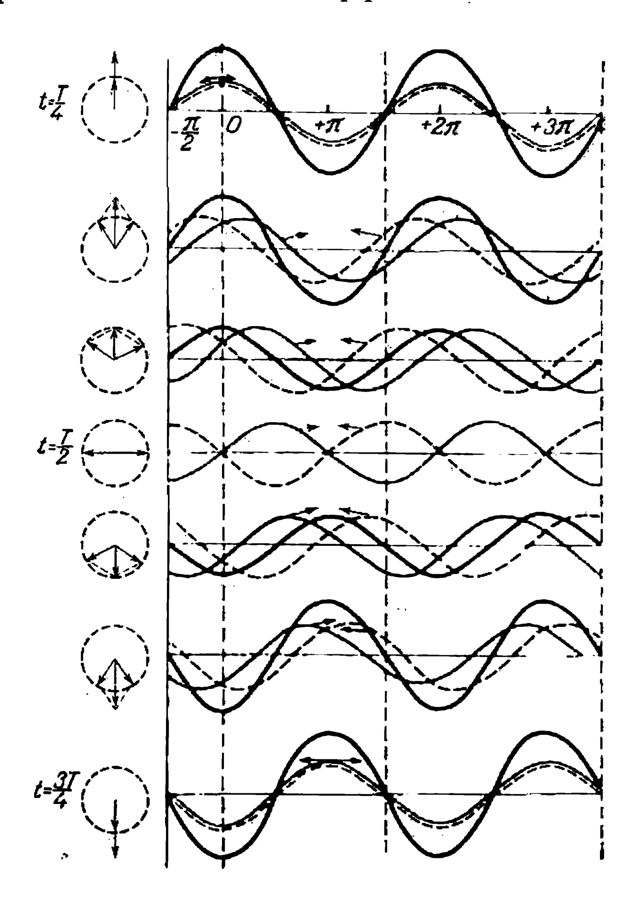


Fig. 4-4. **Décomposition d'un champ pulsatoire en deux champs tournants.**

transformation trigonométrique de l'équation (4-1) pour l'onde pulsatoire du champ:

$$F_{[t,\,a]} = F_m \sin t' \cos a = \frac{1}{2} F_m \sin (t' - a) + \frac{1}{2} F_m \sin (t' + a). \quad (4\text{-}6)$$

Cette décomposition est représentée graphiquement à la fig. 4-4.

Un champ tournant sinusoïdal peut être obtenu à partir de trois champs sinusoïdaux pulsatoires décalés dans l'espace et dans le temps l'un par rapport à l'autre de $\frac{2\pi}{3}$ et l'amplitude invariable de ce champ

tournant sera égale à $\frac{3}{2}$ fois l'amplitude de chaque champ pulsatoire. On peut démontrer cela trigonométriquement en additionnant les

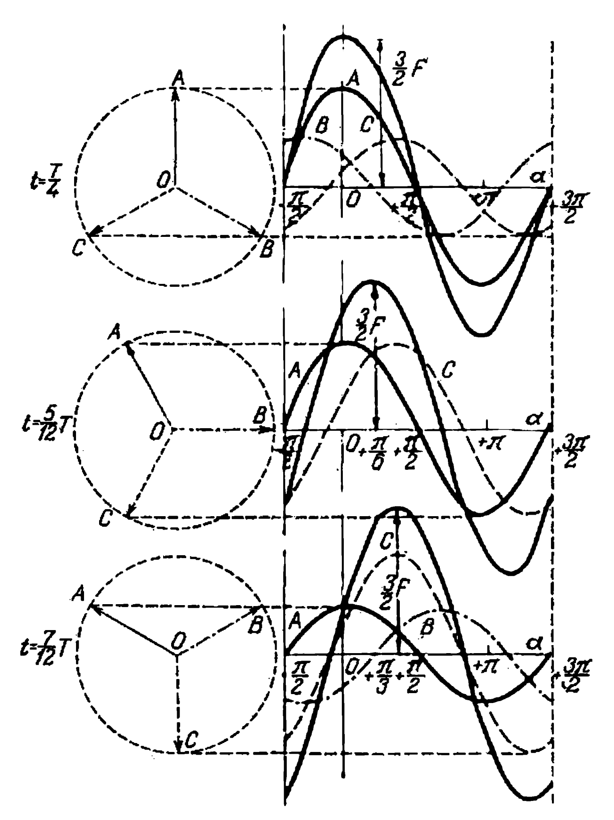


Fig. 4-5. Composition de trois ondes pulsatoires décalées dans l'espace et dans le temps de 120°.

expressions de trois champs pulsatoires ayant soin préalablement de les décomposer en champs mobiles se déplaçant en sens opposés:

$$F_{A[t,a]} = F_m \sin t' \cos a = \frac{1}{2} F_m \sin (t' - a) + \frac{1}{2} F_m \sin (t' + a); \quad (4\text{-}7)$$

$$F_{B[t,a]} = F_m \sin \left(t' - \frac{2\pi}{3} \right) \cos \left(a - \frac{2\pi}{3} \right) =$$
$$= \frac{1}{2} F_m \sin (t' - a) + \frac{1}{2} F_m \sin \left(t' + a - \frac{4\pi}{3} \right); \quad (4\text{-}8)$$

$$F_{C[t,a]} = F_m \sin \left(t' - \frac{4\pi}{3} \right) \cos \left(a - \frac{4\pi}{3} \right) =$$
$$= \frac{1}{2} F_m \sin (t' - a) + \frac{1}{2} F_m \sin \left(t' + a - \frac{2\pi}{3} \right). \quad (4\text{-}9)$$

La somme des champs senestrorsum

$$\frac{1}{2} F_m \left[\sin(t' + a) + \sin\left(t' + a - \frac{4\pi}{3}\right) + \sin\left(t' + a - \frac{2\pi}{3}\right) \right] = 0,$$

c'est-à-dire dans le cas considéré où les champs pulsants déphasés en arrière de $\frac{2\pi}{3}$ sont disposés dans le sens positif dans l'axe des abscisses, les champs senestrorsum s'équilibrent et la somme des champs dextrorsum est :

$$F_{[t,a]} = F_{A[t,a]} + F_{B[t,a]} + F_{C[t,a]} = \frac{3}{2} F_m \sin(t' - a). \quad (4\text{-}10)$$

Cela résulte également de l'addition graphique des trois champs pulsants avec les décalages indiqués sur la fig. 4-5.

De la même façon on peut obtenir un champ tournant à partir des m champs pulsatoires décalés l'un par rapport à l'autre d'un angle $\frac{2\pi}{m}$. Le champ résultant dextrorsum sera dans ce cas :

$$F_{[t,a]} = F_{A[t,a]} + F_{B[t,a]} + \ldots + F_{m[t,a]} = \frac{m}{2} F_m \sin(t' - a). \quad (4\text{-}11)$$

Par exemple, avec un système diphasé, pour $m = 2$

$$F_{A[t,a]} = F_m \sin t' \cos a = \frac{1}{2} F_m \sin(t' - a) + \frac{1}{2} F_m \sin(t' + a);$$

$$F_{B[t,a]} = F_m \sin\left(t' - \frac{\pi}{2}\right) \cos\left(a - \frac{\pi}{2}\right) =$$

$$= \frac{1}{2} F_m \sin(t' - a) + \frac{1}{2} F_m \sin(t' + a - \pi),$$

et le champ résultant sera :

$$F_{[t,a]} = F_{A[t,a]} + F_{B[t,a]} = F_m \sin(t' - a).$$

4-3. Force magnétomotrice d'une phase de l'enroulement

a) F.M.M. de la bobine. Examinons le champ d'une machine bipolaire créé par une bobine à pas total se trouvant à la surface d'un entrefer uniforme (fig. 4-6,*a*). La nature du champ magnétique créé est représentée (fig. 4-6,*a*) par des lignes d'induction magnétique dans l'entrefer et par la courbe en pointillé, la répartition de B (fig. 4-6,*b*). La concavité de cette courbe s'explique par l'influence de la perméabilité magnétique finale du fer. Si l'on admet pour le fer $\mu = \infty$ et que l'on néglige la déformation du champ dans le voisinage des conducteurs de la bobine, la répartition de B_δ dans l'entrefer sera représentée par la ligne continue de l'onde rectangulaire (fig. 4-6,*b*). La relation entre le courant total de la bobine $w_b i_b$ (w_b est le nombre de spires et i_b le courant traversant la bobine) et

l'intensité du champ H est déterminée par la loi du courant total:

$$w_b i_b = \oint \bar{H}\, d\bar{l}. \qquad (4\text{-}12)$$

L'intégration se fait suivant un contour fermé quelconque qui embrasse la bobine, par exemple suivant le contour représenté en gras sur la fig. 4-6,*a*.

Si l'on admet que pour le fer $\mu = \infty$, dans le fer $H = 0$. De plus, vu que la valeur de l'entrefer δ est petite par rapport à l'intervalle

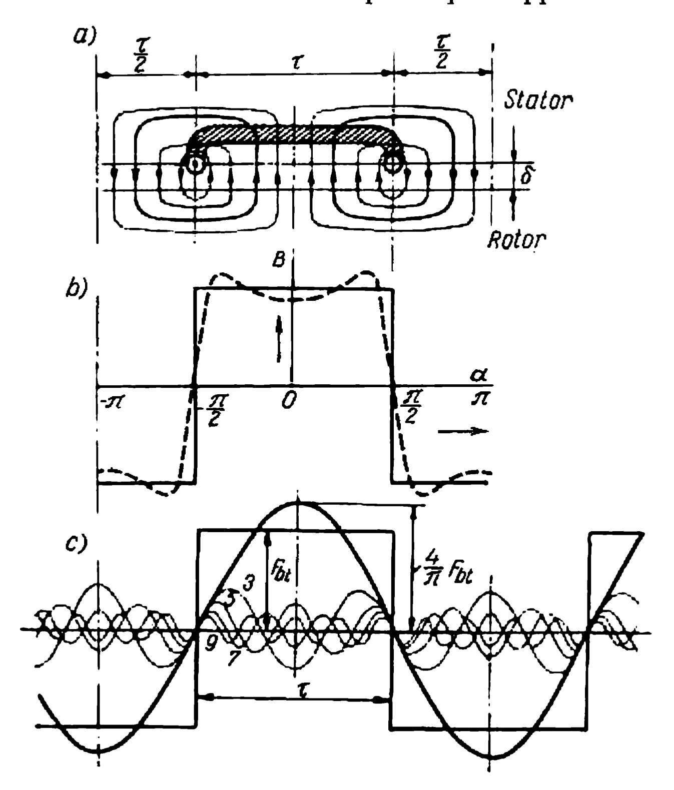


Fig. 4-6. Champ magnétique dans un entrefer, créé par une bobine à pas total.

polaire τ, on peut admettre que les lignes d'induction coupent l'entrefer radialement et dans l'entrefer l'intensité du champ est constante en valeur mais change de sens comme le montre la fig. 4-6.

Dans ces conditions

$$\oint \bar{H}\, d\bar{l} = 2\delta H \qquad (4\text{-}12a)$$

et par conséquent

$$w_b i_b = 2\delta H,$$

d'où

$$H = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{w_b i_b}{2}.$$

La valeur instantanée de l'induction du champ dans l'entrefer en un point donné sera donc :

$$B_{[t, a]} = \mu_0 H = \frac{\mu_0}{\delta} \frac{w_b i_b}{2} = \lambda_\delta F_{bt}. \qquad (4\text{-}13)$$

Dans le système international

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m} = 1{,}26 \cdot 10^{-8} \frac{H}{cm}.$$

Nous appellerons la drandeur

$$\lambda_\delta = \frac{\mu_0}{\delta} \qquad (4\text{-}14)$$

perméance de l'entrefer, c'est-à-dire la perméance rapportée à une unité de surface perpendiculaire aux lignes d'induction magnétique dans l'entrefer.

La grandeur

$$F_{bt} = \frac{1}{2} w_b i_b \qquad (4\text{-}15)$$

représente la F.M.M. nécessaire pour faire passer le flux magnétique une fois par l'entrefer.

La F.M.M. de la bobine varie le long de l'entrefer comme une onde rectangulaire à hauteur F_{bt} (fig. 4-6,*c*).

Pour un entrefer uniforme et le fer non saturé, la courbe d'induction le long de l'entrefer vu que $\lambda_\delta = \text{const}$ a la même forme que celle de la F.M.M. Pour un entrefer non uniforme et le fer saturé on peut utiliser l'expression (4-13) pour calculer le champ dans l'entrefer, mais dans ce cas il faut considérer la perméance λ_δ comme une fonction des coordonnées de l'entrefer et de l'état magnétique du fer. Nous en reparlerons plus tard.

Ainsi pour l'étude du champ magnétique dans l'entrefer on peut utiliser la F.M.M. de la bobine de l'enroulement déterminée comme indiqué plus haut.

Pour faciliter l'analyse des phénomènes qui ont lieu dans la machine on peut décomposer la courbe du champ dans l'entrefer et la courbe de la F.M.M. en leurs harmoniques.

La courbe de la F.M.M. d'une bobine à pas total (fig. 4-6,*c*) par suite de la symétrie par rapport à l'axe des abscisses contient seulement les harmoniques impairs ($\nu = 1, 3, 5, \ldots$) et si l'axe des ordonnées se confond avec l'axe de la bobine, l'expression de cette courbe sera :

$$F_{[t, a]} = F_{bt1} \cos a + F_{bt3} \cos 3a + \ldots + F_{bt\nu} \cos \nu a + \ldots \qquad (4\text{-}16)$$

La valeur instantanée de l'amplitude de l'harmonique d'ordre ν, selon la fig. 4-6,*c* est

$$F_{bt\nu} = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} F_{bt} \cos \nu a \, da = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{1}{\nu} F_{bt} \sin \frac{\nu\pi}{2} . \qquad (4\text{-}17)$$

Pour des harmoniques impairs

$$\sin \frac{\nu\pi}{2} = \pm 1.$$

L'équation (4-16) lorsque la bobine est parcourue par un courant alternatif

$$i_b = \sqrt{2} I_b \sin t' \qquad (4\text{-}18)$$

représente la somme des ondes pulsatoires de F.M.M. car leurs amplitudes $F_{bt\nu}$ varient sinusoïdalement dans le temps.

b) F.M.M. d'un groupe de bobines à pas total. Examinons q bobines à pas total placées le long d'un intervalle polaire double et appartenant à la même phase (fig. 4-7,*a*, $q = 3$).

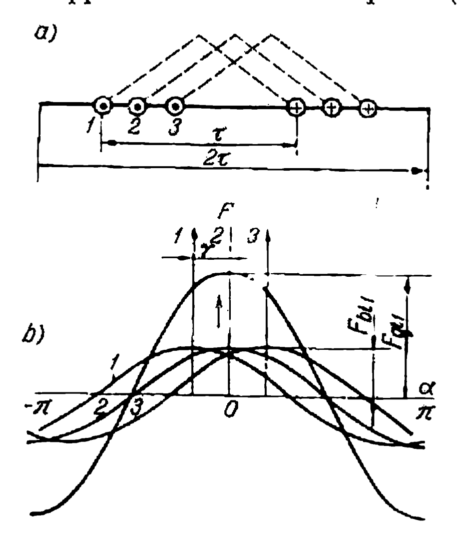


Fig. 4-7. F.M.M. d'un groupe de bobines à pas total.

Fig. 4-8. Compositions des F.M.M. des bobines d'un groupe.

Sur la fig. 4-7,*b* sont représentés les harmoniques fondamentaux ($\nu = 1$) des F.M.M. de q bobines décalés l'un par rapport à l'autre d'un angle $\gamma = \frac{\pi}{mq}$ égal au décalage des encoches voisines suivant l'onde fondamentale.

Les harmoniques fondamentaux des F.M.M. de différentes bobines du groupe à amplitude F_{bt1} en s'ajoutant donneront l'harmonique fondamental de la F.M.M. du groupe à amplitude F_{qt1}. L'axe de la F.M.M. du groupe sera situé suivant l'axe du groupe de bobines (fig. 4-7,*b*).

Il en résulte que nous pouvons représenter les q F.M.M. variant dans l'espace et décalées l'une par rapport à l'autre d'un angle γ, comme lors de l'addition de q F.É.M. variant sinusoïdalement dans le temps, par q vecteurs décalés l'un par rapport à l'autre d'un angle γ (fig. 4-8). Pour cette raison la valeur instantanée de l'amplitude du premier harmonique sera:

$$F_{qt1} = F_{bt1} q k_{d1}, \qquad (4\text{-}19)$$

où k_{d1} est le même facteur de distribution pour l'harmonique fondamental qui a été obtenu lors du calcul de la F.É.M. On a donc pour l'harmonique de l'ordre ν de la F.M.M.:

$$F_{qt\nu} = qF_{bt\nu} k_{d\nu}, \qquad (4\text{-}20)$$

où $k_{d\nu}$ est le facteur de distribution pour l'harmonique calculé conformément à (2-17).

On peut donc écrire la F.M.M. d'un groupe de bobines à pas total sous la forme suivante:

$$F_{q[t,a]} = F_{qt1} \cos a + F_{qt3} \cos 3a + \ldots + F_{qt\nu} \cos \nu a + \ldots, \qquad (4\text{-}21)$$

où la coordonnée est comptée depuis l'axe du groupe (fig. 4-7).

c) F.M.M. d'une phase de l'enroulement. Pour obtenir l'expression de la F.M.M. d'une phase d'un enroulement à pas raccourci examinons une phase d'un enroulement à deux couches avec $2p = 2$ représentée sur la fig. 4-9,*a* où sont également indiqués les sens des courants dans les bobines.

Généralement dans un tel enroulement on réunit les conducteurs de la couche supérieure avec un conducteur de la couche inférieure à pas $y = \beta\tau < \tau$. Mais pour la création de la F.M.M. c'est la disposition des conducteurs et les sens des courants dans ces derniers qui sont importants et non pas l'ordre de leur connexion. On peut donc considérer que la couche supérieure de conducteurs (fig. 4-9,*a*) représente q bobines à pas total et la couche inférieure représente également q bobines à pas total (sur la fig. 4-9,*a* on a adopté $q = 4$). Les harmoniques fondamentaux des F.M.M. de la couche supérieure F_{s1} et de la couche inférieure F_{i1} représentent les ondes sinusoïdales à amplitude F_{qt1} examinées plus haut qui sont décalées l'une par rapport à l'autre d'un angle $\left(1 - \frac{y}{\tau}\right)\pi = (1 - \beta)\pi$, qui correspond au même décalage des couches de l'enroulement (fig. 4-9,*b*).

Pour cette raison l'addition des F.M.M. F_{s1} et F_{i1} se fait de la même façon que l'addition des F.É.M. des bobines d'un enroulement à pas raccourci.

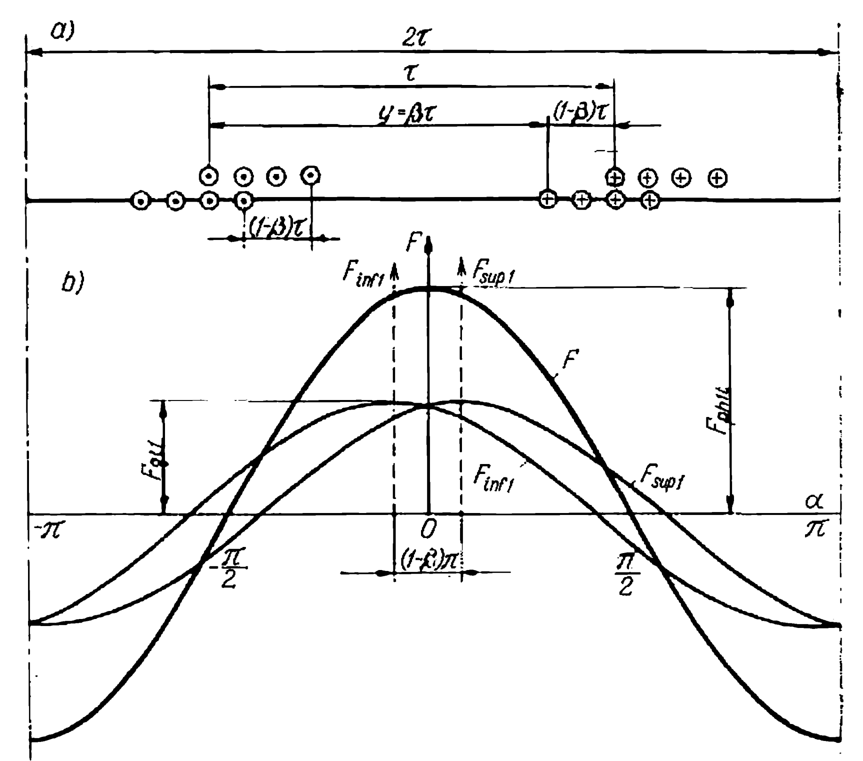


Fig. 4-9. F.M.M. des deux groupes de bobines à pas raccourci.

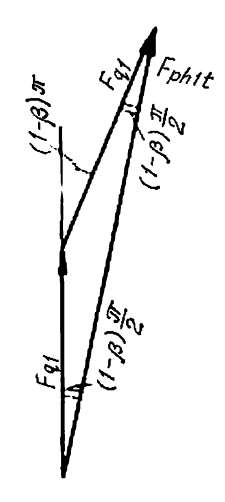


Fig. 4-10. Composition des F.M.M. des deux groupes de bobines à pas raccourci.

On a donc (fig. 4-10)

$$F_{\mathrm{ph}t1} = 2F_{qt1}k_{\mathrm{r}1}, \tag{4-22}$$

où $k_{\mathrm{r}1}$ est le facteur de raccourcissement pour l'harmonique fondamental, déterminé par la formule (2-26).

Pour exprimer la F.M.M. $F_{\mathrm{ph}t1}$ sous sa forme définitive, utilisons les formules (4-15), (4-17) et (4-19). On a alors

$$F_{\mathrm{ph}t1} = 2qF_{\mathrm{b}t1}k_{\mathrm{d}1}k_{\mathrm{r}1} = 2q\,\frac{4}{\pi}\,F_{\mathrm{b}t}k_{\mathrm{b}1} = \frac{4}{\pi}\,qw_{\mathrm{b}}k_{\mathrm{b}1}i_{\mathrm{b}}, \tag{4-23}$$

où $k_{\mathrm{b}1} = k_{\mathrm{d}1}k_{\mathrm{r}1}$ est le facteur de bobinage résultant pour l'harmonique fondamental.

De façon analogue on a pour l'harmonique de l'ordre ν:

$$F_{\mathrm{ph}t\nu} = \frac{4}{\pi}\cdot\frac{1}{\nu}\,qw_{\mathrm{b}}k_{\mathrm{b}\nu}i_{\mathrm{b}}, \tag{4-24}$$

où

$$k_{\mathrm{b}\nu} = k_{\mathrm{d}\nu}\cdot k_{\mathrm{r}\nu}.$$

Nous avions considéré une machine à nombre de paires de pôles $p = 1$. Pour $p > 1$ et un nombre entier d'encoches par pôle et par phase la F.M.M., vu la symétrie de l'enroulement, sera le long de chaque paire de pôles la même que dans le cas considéré. Lorsque tous les groupes de bobines sont connectés en série le nombre de spires par phase sera:

$$w = 2pqw_{\mathrm{b}} \tag{4-25}$$

et le courant dans la bobine sera:

$$i_{\mathrm{b}} = \sqrt{2}\,I\sin\omega t,$$

où I est la valeur efficace du courant traversant la phase.

En introduisant ces relations dans (4-23) et (4-24) on obtient:

$$F_{\mathrm{ph}t1} = F_{\mathrm{ph}1}\sin\omega t; \tag{4-26}$$

$$F_{\mathrm{ph}t\nu} = F_{\mathrm{ph}\nu}\sin\omega t, \tag{4-27}$$

où

$$F_{\mathrm{ph}1} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi}\,\frac{wk_{\mathrm{b}1}}{p}\,I = 0{,}9\,\frac{wk_{\mathrm{b}1}}{p}\,I; \tag{4-28}$$

$$F_{\mathrm{ph}\nu} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi}\,\frac{wk_{\mathrm{b}\nu}}{\nu p}\,I = 0{,}9\,\frac{wk_{\mathrm{b}\nu}}{\nu p}\,I. \tag{4-29}$$

Il n'est pas difficile de voir que les expressions (4-28) et (4-29) restent également valables lors de la présence dans l'enroulement de branches parallèles si on adopte pour w le nombre de spires connectées en série d'une phase ou le nombre de spires d'une branche et pour I le courant total de la phase.

Ces expressions restent également valables pour les enroulements à une seule couche.

présent on peut écrire l'expression de toute la F.M.M. de la phase sous la forme suivante:

$$F_A = F_{ph1} \sin t' \cos a + F_{ph3} \sin t' \cos 3a + \ldots + F_{ph\nu} \sin t' \cos \nu a, \tag{4-30}$$

où dans le cas considéré l'angle a est compté depuis l'axe de la phase de l'enroulement (fig. 4-9).

De tout ce que nous venons de dire on peut tirer les conclusions suivantes:

1) la F.M.M. d'une phase de l'enroulement représente la somme de l'harmonique fondamental et des harmoniques supérieurs spatiaux de la F.M.M. situés dans l'espace de façon invariable;

2) l'amplitude de l'harmonique fondamental de la F.M.M. d'une bobine est située dans l'espace suivant l'axe de la bobine correspondante et l'amplitude de l'harmonique fondamental de la F.M.M. de la phase de l'enroulement est située suivant l'axe de la phase;

3) les amplitudes de l'harmonique fondamental et des harmoniques supérieurs varient dans le temps suivant la même loi que le courant alimentant l'enroulement;

4) l'amplitude de l'harmonique est inversement proportionnelle à son ordre mais est proportionnelle au facteur de bobinage pour l'harmonique donné;

5) la distribution et le raccourcissement du pas de l'enroulement influent sur la forme de la courbe de la F.M.M. de la même façon que sur la forme de la courbe de la F.É.M., en lui donnant une forme proche d'une sinusoïde.

4-4. F.M. M. d'un enroulement triphasé

Avec le courant triphasé nous avons sur l'induit de la machine trois systèmes d'enroulement, décalés dans l'espace des angles de 120° et de 240°, alimentés par des courants sinusoïdaux déphasés des mêmes angles de 120° et de 240°. Si on choisit l'origine des coordonnées sur l'axe de la phase A on pourra écrire pour ces enroulements les équations suivantes de leurs F.M.M.:

$$F_{A[t,\,a]} = [F_{ph1} \cos a + F_{ph3} \cos 3a + F_{ph5} \cos 5a + \ldots + F_{ph\nu} \cos \nu a + \ldots] \sin t'; \tag{4-31}$$

$$F_{B[t,\,a]} = \left[F_{ph1} \cos\left(a - \frac{2\pi}{3}\right) + F_{ph3} \cos 3\left(a - \frac{2\pi}{3}\right) + F_{ph5} \cos 5\left(a - \frac{2\pi}{3}\right) + \ldots + F_{ph\nu} \cos \nu\left(a - \frac{2\pi}{3}\right)\right] \sin\left(t' - \frac{2\pi}{3}\right); \tag{4-32}$$

$$F_{C[t,\,a]} = \left[F_{ph1} \cos\left(a - \frac{4\pi}{3}\right) + F_{ph3} \cos 3\left(a - \frac{4\pi}{3}\right) + F_{ph5} \cos 5\left(a - \frac{4\pi}{3}\right) + \ldots + F_{ph\nu} \cos \nu\left(a - \frac{4\pi}{3}\right)\right] \sin\left(t' - \frac{4\pi}{3}\right). \tag{4-33}$$

On peut trouver la F.M.M. résultante pour chaque harmonique par addition des harmoniques des trois phases.

Pour l'harmonique fondamental de la F.M.M. d'un enroulement triphasé on obtient alors selon le § 4-2 [formules (4-7)—(4-10)] l'expression suivante:

$$F_{1[t,a]}=\frac{3}{2}F_{\text{ph1}}\sin(\omega t-a)=F_1\sin(\omega t-a). \qquad (4\text{-}34)$$

On conclut que l'harmonique fondamental de la F.M.M. résultante d'un enroulement triphasé ne représente plus une onde qui pulse dans l'espace comme cela avait lieu pour une phase de l'enroulement mais une onde mobile dextrorsum se déplaçant suivant la circonférence du stator. L'amplitude de cette onde est égale à la F.M.M. résultante de l'harmonique fondamental par un pôle:

$$F_1=\frac{3}{2}F_{\text{ph1}}=\frac{3\sqrt{2}}{\pi}\frac{wk_{\text{b1}}}{p}I=1{,}35\frac{wk_{\text{b1}}}{p}I. \qquad (4\text{-}35)$$

De façon analogue on peut facilement montrer que pour un autre nombre quelconque de phases m, lorsque les enroulements sont décalés dans l'espace d'un angle $\frac{2\pi}{m}$ et lorsque les courants qui parcourent ces enroulements sont déphasés dans le temps d'un même angle, l'amplitude de l'onde fondamentale de la F.M.M. est

$$F_1=\frac{m}{2}F_{\text{ph1}}=\frac{m\sqrt{2}}{\pi}\cdot\frac{wk_{\text{b1}}}{p}I=0{,}45\frac{mwk_{\text{b1}}}{p}I. \qquad (4\text{-}36)$$

Pour déterminer la vitesse de déplacement de l'onde sinusoïdale de la F.M.M. de l'harmonique fondamental le long de l'entrefer, définie par l'équation (4-34), considérons sur cette onde un point quelconque rigidement lié à celle-ci et qui se déplace avec elle. Pour un tel point

$$\sin(\omega t-a)=\text{const},$$

ou

$$\omega t-a=\text{const}.$$

En différentiant cette expression par rapport au temps t on obtient:

$$\omega-\frac{da}{dt}=0,$$

d'où la vitesse angulaire de rotation de l'onde est

$$\frac{da}{dt}=\omega, \qquad (4\text{-}37)$$

c'est-à-dire qu'un point quelconque rigidement lié avec l'onde tournante de la F.M.M. se déplace suivant la circonférence du stator avec une vitesse angulaire ω. Dans une machine synchrone le rotor tourne avec la même vitesse angulaire (exprimée en unités électriques

d'angle) et dans le même sens, c'est-à-dire que l'onde fondamentale de la F.M.M. de l'enroulement statorique se déplace suivant le stator en synchronisme avec le rotor.

Le contenu de cette analyse mathématique de la F.M.M. de l'enroulement statorique concernant son harmonique fondamental peut être formulé de façon suivante.

Si dans le stator il existe trois F.M.M. sinusoïdales décalées l'une par rapport à l'autre de 120° électriques et pulsant avec un décalage dans le temps de 120°, on peut remplacer chacune d'elles par deux F.M.M. sinusoïdales dont les amplitudes sont égales à la moitié de l'amplitude de la F.M.M. pulsante et se déplaçant dans des sens opposés ; les F.M.M. se déplaçant dans le sens opposé à celui de rotation du rotor s'annulent comme étant décalées l'une par rapport à l'autre de 120°, tandis que les F.M.M. se déplaçant dans le même sens que le rotor coïncident et donnent dans l'espace une F.M.M sinusoïdale résultante dont l'amplitude est égale aux $\frac{3}{2}$ de l'amplitude maximale de la F.M.M. pulsante et qui se déplace en synchronisme avec le rotor.

De façon analogue on peut additionner les F.M.M. d'un harmonique supérieur quelconque de toutes les trois phases. Pour $\nu=3$ on obtient :

$$F_{a3}=F_{\text{ph}3}\left[\sin\omega t\cos 3a+\sin\left(\omega t-\frac{2\pi}{3}\right)\cos 3\left(a-\frac{2\pi}{3}\right)+\right.$$
$$\left.+\sin\left(\omega t-\frac{4\pi}{3}\right)\cos 3\left(a-\frac{4\pi}{3}\right)\right]=0,$$

et pour $\nu=5$

$$F_{a5}=F_{\text{ph}5}\left[\sin\omega t\cos 5a+\sin\left(\omega t-\frac{2\pi}{3}\right)\cos 5\left(a-\frac{2\pi}{3}\right)+\right.$$
$$\left.+\sin\left(\omega t-\frac{4\pi}{3}\right)\cos 5\left(a-\frac{4\pi}{3}\right)\right]=\frac{3}{2}F_{\text{ph}5}\sin(\omega t+5a)=F_5\sin(\omega t+5a).$$

De façon analogue on trouve :

$$F_{a7}=\frac{3}{2}F_{\text{ph}7}\sin(\omega t-7a)=F_7\sin(\omega t-7a);$$

$$F_{a11}=\frac{3}{2}F_{\text{ph}11}\sin(\omega t+11a)=F_{11}\sin(\omega t+11a);$$

$$F_{a13}=\frac{3}{2}F_{\text{ph}13}\sin(\omega t-13a)=F_{13}\sin(\omega t-13a),$$

et pour l'harmonique d'ordre ν

$$F_{a\nu}=\frac{3}{2}F_{\text{ph}\nu}\sin(\omega t\pm\nu a)=F_\nu\sin(\omega t\pm\nu a), \tag{4-38}$$

où

$$F_\nu=\frac{3}{2}F_{\text{ph}\nu}=\frac{3\sqrt{2}}{\pi}\,\frac{wk_{\text{b}\nu}}{\nu p}\,I=1{,}35\,\frac{wk_{\text{b}\nu}}{\nu p}\,I. \tag{4-39}$$

La F.M.M. résultante des trois phases, qui comprend tous les harmoniques, est égale à :

$$F_{[t,a]}=F_1 \sin(t'-a)+F_5 \sin(t'+5a)+F_7 \sin(t'-7a)+F_{11} \sin(t'+11a)+ \\ +F_{13} \sin(t'-13a)+\ldots+F_\nu \sin(t' \pm \nu a). \qquad (4\text{-}40)$$

Dans l'expression de la F.M.M. résultante tous les harmoniques d'ordre $\nu = 3k$ (multiples de 3) disparaissent. Tous les harmoniques d'ordre $\nu = 6k - 1$, c'est-à-dire $\nu = 5, 11, 17$, ont un facteur $\sin(\omega t + \nu a)$ et pour cette raison tournent à gauche, dans le sens opposé à celui de l'onde fondamentale.

Tous les harmoniques d'ordre $\nu = 6k + 1$, c'est-à-dire $\nu = 1, 7, 13 \ldots$, ont un facteur $\sin(\omega t - \nu a)$ et pour cette raison se déplacent à droite, c'est-à-dire dans le sens du mouvement de l'onde fondamentale et du rotor.

On peut résumer tout ce que nous venons de dire par la règle suivante : si, pour obtenir l'ordre de l'harmonique, il faut dans la formule

$$\nu = 6k \pm 1,$$

où k est un nombre entier, adopter le signe « + », le sens de rotation de l'harmonique donné est le même que celui de l'harmonique fondamental et si on doit adopter le signe « — », le sens de rotation de l'harmonique est inverse.

Vu que tous les harmoniques de la F.M.M. sont créés par le courant de fréquence fondamentale f qui varie sinusoïdalement, ils possèdent tous la même fréquence fondamentale f. D'autre part, l'harmonique spatial d'ordre ν a par rapport à l'harmonique spatial fondamental une période spatiale ν fois plus petite et par conséquent un nombre de paires de pôles ν fois plus grand.

Il en résulte que $f = \nu p n_\nu$, d'où la vitesse de rotation de l'harmonique par rapport à l'enroulement est :

$$n_\nu = \frac{f}{\nu p} = \frac{n_1}{\nu}. \qquad (4\text{-}41)$$

La vitesse du ν^{me} harmonique spatial de la F.M.M. par rapport au rotor d'une machine synchrone est

$$n_{\nu r} = \frac{f}{\nu p} \pm n_r. \qquad (4\text{-}42)$$

Le signe « — » se rapporte à un harmonique qui tourne dans le même sens que l'onde fondamentale de la F.M.M. et le signe « + » se rapporte à un harmonique qui tourne dans le sens contraire.

Déterminons la vitesse de rotation des harmoniques de la F.M.M. par rapport au stator et au rotor d'une machine synchrone. Pour le cinquième et le onzième harmonique de la F.M.M. les vitesses de rotation par rapport au stator et au rotor immobile sont (en tr/s) :

$$n_5 = \frac{1}{5} n_1; \qquad n_{11} = \frac{1}{11} n_1,$$

d'où

$$n_1 = 5n_5 = 11n_{11}.$$

Avec un entrefer uniforme et un circuit magnétique non saturé, l'induction magnétique dans l'entrefer est proportionnelle à la F.M.M. Pour cette raison chaque harmonique de la F.M.M. d'ordre ν crée dans ce cas un harmonique du champ de même ordre.

Lorsque le rotor est immobile, le cinquième harmonique de la F.M.M. tourne par rapport au rotor à la vitesse de n_5 tr/s et le onzième à la vitesse de n_{11} tr/s, dans le rotor sera induite une F.É.M. dont la fréquence sera :

$$f_2 = 5pn_5 = 11pn_{11} = f_1.$$

Lorsque le rotor tourne dans le sens opposé au sens de rotation de ces harmoniques à la vitesse de $n_1 = 5n_5 = 11n_{11}$, une F.É.M. est induite dans le

rotor dont la fréquence est supérieure :

$$f_{2,5} = 5p\,(n_1 + n_5) = 5p \cdot 6n_5 = 6f_1$$

et

$$f_{2,11} = 11p\,(n_1 + n_{11}) = 11p \cdot 12n_{11} = 12f_1.$$

De façon analogue, pour le septième et le treizième harmonique de la F.M.M. qui tournent dans le même sens que le rotor, on a :

$$f_{2,7} = 7p\,(n_1 - n_7) = 7p \cdot 6n_7 = 6f_1 ;$$

$$f_{2,13} = 13p\,(n_1 - n_{13}) = 13p \cdot 12n_{13} = 12f_1.$$

Ainsi le cinquième et le septième harmonique créent dans le rotor une fréquence égale à 6 f_1 ; le onzième et le treizième harmonique y créent une fréquence égale à 12 f_1 ; le dix-septième et le dix-neuvième harmonique y engendrent une fréquence de 18 f_1, etc.

De cette façon, la présence d'harmoniques spatiaux supérieurs dans la courbe de F.M.M. avec un entrefer uniforme ne provoque pas l'apparition dans la F.É.M. de l'enroulement statorique d'harmoniques supérieurs de temps. Mais les flux dus à ces harmoniques de F.M.M. se déplacent par rapport au rotor en y provoquant des pertes par courants de Foucault et en diminuant ainsi le rendement de la machine. Il faut donc chercher à réduire les harmoniques supérieurs dans la courbe de F.M.M. de la machine.

Dans le cas général, lorsque le courant n'est pas sinusoïdal, chaque harmonique de temps du courant crée sa série d'harmoniques de F.M.M. La vitesse de la F.M.M. d'ordre ν créée par le μ^{me} harmonique du courant est déterminée par l'équation

$$n_\nu = \frac{f\mu}{\nu p} = \frac{n_1\mu}{\nu}. \qquad (4\text{-}43)$$

La vitesse angulaire de la F.M.M. du ν^{me} ordre, créée par le μ^{me} harmonique du courant, par rapport au rotor est

$$n_{\mu r} = \frac{f\mu}{\mu p} \pm n_r = \frac{f}{p} \pm n_r, \qquad (4\text{-}44)$$

où le signe « — » correspond à la F.M.M. qui tourne dans le même sens que le rotor.

4-5. Analyse d'une courbe de F.M.M. des enroulements à q entier

La fig. 4-6,*c* indique que la courbe de la F.M.M. d'une bobine représente une ligne brisée qui varie par sauts aux endroits où se trouvent les conducteurs parcourus par le courant. La valeur du saut au point où se trouve le côté de la bobine à nombre de spires w_b et parcourue par le courant i_b est égale à $w_b i_b$. Dans les portions sans conducteurs parcourus par le courant, la valeur des ordonnées de la courbe est constante et dans ces portions la courbe de la F.M.M. est une droite horizontale.

On peut obtenir la courbe de F.M.M. de l'enroulement entier en superposant les courbes des F.M.M. de différents éléments de l'enroulement ou des bobines.

De ce que nous venons de dire il découle la méthode dite intégrale de construction de la courbe de F.M.M.

On représente la répartition des côtés des bobines de l'enroulement suivant l'entrefer en indiquant leur appartenance aux différentes phases. Ensuite, on établit la valeur et le sens des courants dans les conducteurs de chaque bobine pour l'instant considéré; puis en se déplaçant de gauche à droite on trace une ligne brisée de la F.M.M. de l'enroulement en faisant au point où se trouve le côté de chaque bobine un saut vertical vers le haut ou vers le bas, suivant le sens du courant, égal à la valeur du courant de la section donnée. Ensuite, par l'axe des abscisses on divise la ligne brisée en deux parties, l'une supérieure et l'autre inférieure, de telle façon que la somme des aires des portions supérieures de la courbe soit égale à la somme des aires des portions inférieures, ce qui découle du principe d'égalité de la somme des flux magnétiques des pôles Nord d'une part et des pôles Sud d'autre part.

Pour un nombre entier d'encoches par pôle et par phase q il suffit de construire la courbe de F.M.M. le long d'un intervalle polaire double, car par la suite cette courbe se répétera. Les courbes des demi-ondes positives en gradin de F.M.M. seront symétriques par rapport aux demi-ondes négatives.

Pour un enroulement à deux étages la valeur de saut de la courbe de F.M.M. en chaque point est déterminée par la valeur et le sens du courant dans le côté supérieur et le côté inférieur de la section: $w_b\,(i_s + i_i)$.

Dans le cas d'un enroulement uniformément réparti ($q = \infty$) la valeur des ordonnées de la courbe de F.M.M. varie de façon continue et non par sauts, ce qui fait qu'au lieu de tronçons verticaux de la courbe de F.M.M. on obtient des lignes inclinées.

Pour les courbes de F.M.M. de l'enroulement donné, construites pour différents instants, deux formes sont caractéristiques: l'une correspond à l'instant où le courant dans l'une des phases (par exemple, dans la phase A) passe par sa valeur maximale et l'autre correspond à un instant où le courant dans une phase (par exemple, dans la phase B) est nul. Appelons ces formes, formes extrêmes.

Sur la fig. 4-11 sont représentées les courbes des F.M.M. d'un enroulement diamétral triphasé à pas total avec $q = 1$ pour différents instants et la décomposition en harmoniques de la forme fondamentale de la courbe de F.M.M.

La fig. 4-12 présente, le long d'un intervalle polaire double, la courbe de F.M.M. d'un enroulement triphasé à un étage à pas total avec $q = 2$ pour l'instant où $i_A = I_m$ et $i_B = i_C = -\frac{1}{2}I_m$.

Sur la fig. 4-13 sont représentées les courbes de F.M.M. d'un enroulement à deux couches uniformément réparti à pas total ($\beta = 1{,}0$) pour deux instants qui diffèrent de 30° ainsi que la courbe sinusoïdale de l'harmonique fondamental de la F.M.M. Sur la fig. 4-14 on a fait coïncider ces courbes pour pouvoir tenir compte

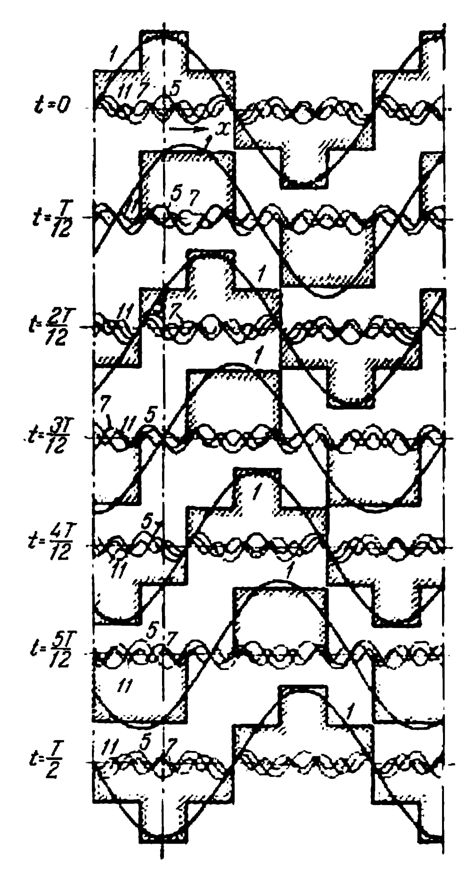


Fig. 4-11. Courbes des F.M.M. d'un enroulement triphasé à une couche à pas total et $q = 1$ pour différents instants.

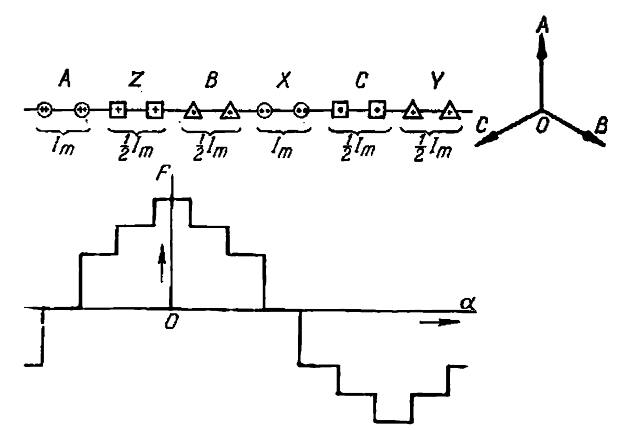


Fig. 4-12. Courbe de la F.M.M. d'un enroulement triphasé à une couche à pas total et $q = 2$.

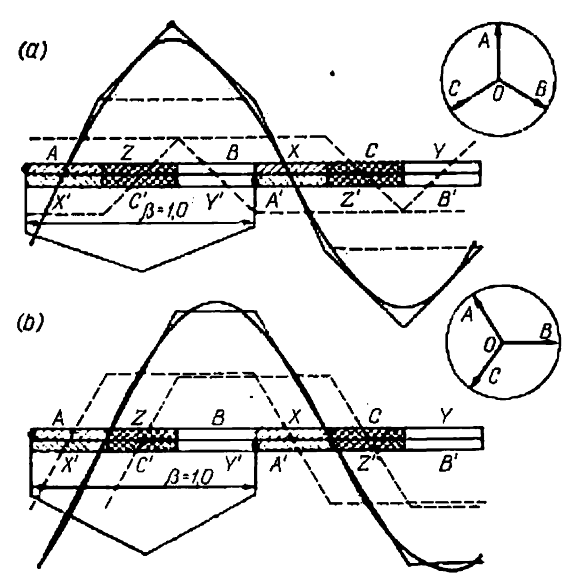


Fig. 4-13. Courbes de la F.M.M. d'un enroulement uniformément réparti à pas total pour deux instants.

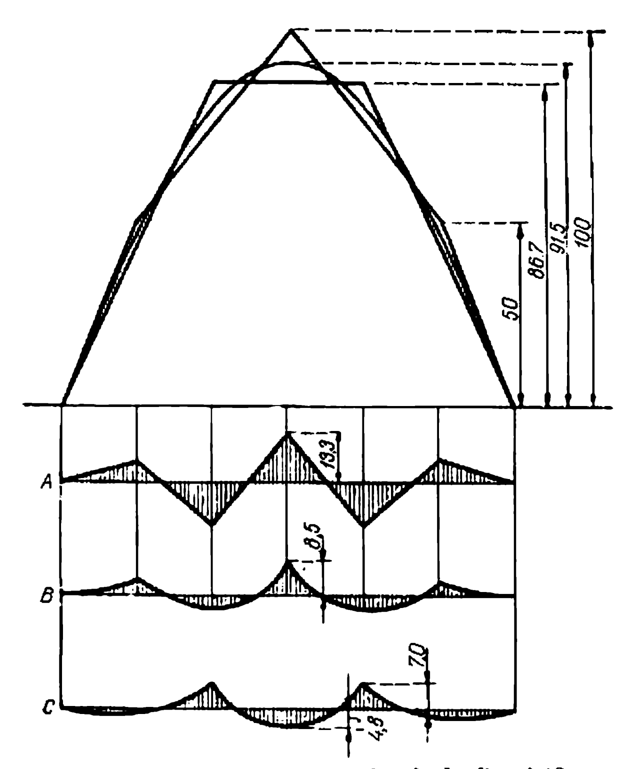


Fig. 4-14. Courbes superposées de la fig. 4-13.

des changements que subissent les F.M.M. lors de leur déplacement suivant l'entrefer. Dans la partie inférieure de la fig. 4-14, la courbe A représente les différences de F.M.M. aux instants donnés qui donnent les formes extrêmes des F.M.M. et les courbes B et C représentent les différences entre les formes extrêmes de F.M.M. et la courbe sinusoïdale de l'harmonique fondamental de la F.M.M.

Sur la fig. 4-15 sont représentées les courbes des F.M.M. d'un enroulement uniformément réparti à deux couches à pas raccourci $y = \frac{5}{6}\tau$ pour les mêmes instants que sur la fig. 4-13.

Fig. 4-15. Courbes de la F.M.M. d'un enroulement uniformément réparti à deux couches à pas relatif $\beta = 5/6$ pour deux instants.

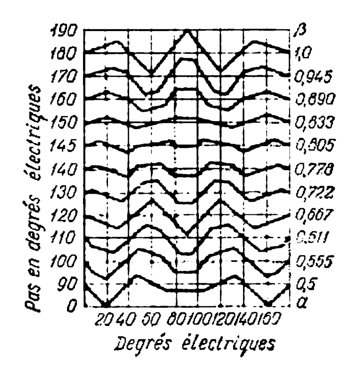


Fig. 4-16. Différences des courbes des F.M.M. pour deux instants qui diffèrent de 30° à divers raccourcissements du pas.

La comparaison des courbes des F.M.M. à pas total et à pas raccourci pour $\beta = \frac{5}{6} = 0{,}833$ montre que dans ce dernier cas la courbe de la F.M.M. coïncide davantage avec la courbe sinusoïdale de la F.M.M. que dans le cas d'un pas total. Ceci découle également de l'analyse des expressions obtenues pour les F.M.M. Pour un pas $\beta = \frac{5}{6}$ on a conformément à (2-29):

$$\frac{k_{r5}}{k_{r1}} = \frac{\sin\left(5\cdot\frac{5}{6}\cdot\frac{\pi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{5}{6}\cdot\frac{\pi}{2}\right)} = \frac{0{,}259}{0{,}966} = 0{,}268$$

et

$$\frac{k_{r7}}{k_{r1}}=\frac{\sin\left(7\cdot\frac{5}{6}\cdot\frac{\pi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{5}{6}\cdot\frac{\pi}{2}\right)}=\frac{0,259}{0,966}=0,268.$$

Pour cette raison, pour un pas raccourci $\beta=\frac{5}{6}$ le cinquième et le septième harmonique diminuent jusqu'à 0,268 fois leur valeur avec un pas diamétral d'où la teneur relative en harmoniques diminue considérablement.

Pour pouvoir comparer l'influence du raccourcissement du pas sur la valeur relative des harmoniques supérieurs on a représenté sur la fig. 4-16 les différences des F.M.M. pour deux instants principaux qui diffèrent de 30° pour différents raccourcissements du pas depuis $\beta=1,0$ jusqu'à $\beta=0,5$. On voit d'après ces courbes que les meilleurs résultats sont obtenus pour un pas raccourci compris entre 0,833 et 0,805. Pour le pas $\beta=0,667$ la teneur en harmoniques est la même que pour le pas $\beta=1,0$.

Exemple 4-1.

Déterminons les amplitudes des F.M.M. des harmoniques $\nu=1$, 5 et 7 d'un alternateur synchrone à $q=4$ examiné dans l'exemple (2-2) du ch. II. En utilisant les données qui y ont été données et celles obtenues complémentairement, par les formules (4-35) et (4-39) on obtient:

$$F_1=1,35\cdot\frac{72\cdot0,925}{6}\cdot865=13\,000\ \text{A},$$

$$F_5=1,35\cdot\frac{72\cdot0,053}{5\cdot6}\cdot865=148\ \text{A},$$

$$F_7=1,35\cdot\frac{72\cdot0,041}{7\cdot6}\cdot865=82\ \text{A}.$$

Cet exemple montre que les F.M.M. des harmoniques d'ordre supérieur sont relativement peu importantes par rapport à la F.M.M. de l'harmonique fondamental.

4-6. Forces magnétomotrices des enroulements fractionnaires

On peut construire la courbe de la F.M.M. d'un enroulement fractionnaire par la méthode graphique indiquée précédemment mais puisque la partie symétrique de l'enroulement occupe $2p:t$ pas polaires où t est le plus grand commun diviseur du nombre d'encoches Z et de p (voir § 3-6) il faut construire la courbe de la F.M.M. au moins pour $2p:t$ pas polaires.

La fig. 4-17 représente pour 4τ la courbe de la F.M.M. d'un enroulement triphasé à deux couches (examiné dans le chapitre III, fig. 3-15) dont voici les données: $Z=30$, $2p=8$, $t=2$, $q=1\frac{1}{4}$ pour l'instant où le courant dans la phase A est maximal.

Comme on le voit sur la fig. 4-17 la F.M.M. forme quatre pôles en gradins mais la période de la courbe n'est plus de 2τ mais de 4τ et pour cette raison la courbe contient également un harmonique à période deux fois supérieure à l'onde fondamentale. De cette façon, un enroulement fractionnaire engendre également des harmoniques inférieurs de F.M.M. qui tournent à une vitesse d'autant plus grande par rapport à la vitesse de l'harmonique fondamental que leur période spatiale est plus grande.

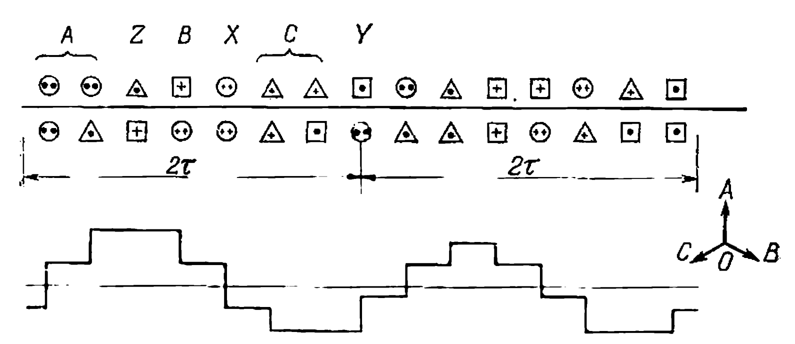


Fig. 4-17. Courbe de la F.M.M. d'un enroulement triphasé à deux couches avec $q = 1\frac{1}{4}$ et $\beta = 0{,}8$.

De plus, vu que la courbe indiquée fig. 4-17 n'est pas symétrique par rapport à l'axe des abscisses, on peut en conclure que l'enroulement fractionnaire crée des harmoniques impairs et pairs.

On peut calculer les amplitudes des harmoniques de la F.M.M. d'un enroulement fractionnaire d'après les mêmes expressions que pour un enroulement à nombre q entier si l'on détermine judicieusement les facteurs de bobinage. On peut montrer que les facteurs de bobinage pour les harmoniques qui se trouvent aussi dans la courbe de F.M.M. à nombre q fractionnaire ($\nu = 1, 3, 5, 7, \ldots$) sont calculés d'après les mêmes formules que pour un nombre q entier, si au lieu de q on introduit le nombre équivalent d'encoches par pôle et par phase d'un enroulement fractionnaire $q_é = ac + b$.

4-7. Champ magnétique d'un enroulement à courant alternatif

Pour un entrefer uniforme et sans saturation l'induction B dans l'entrefer est proportionnelle à la F.M.M. F_a:

$$B = \lambda_\delta F_a,$$

où

$$\lambda_\delta = \frac{\mu_0}{\delta} \tag{4-45}$$

représente la perméance de l'entrefer [formule (4-14)].

Les dents et les encoches déforment le champ magnétique. Sur la fig. 4-18 on a représenté en trait continu la courbe du champ créée par l'harmonique fondamental de la F.M.M. lorsque l'une des surfaces de l'entrefer est dentée. Si on sépare l'harmonique fondamental de cette courbe son amplitude B_m sera inférieure à l'amplitude de B'_m avec un entrefer uniforme. On peut admettre avec une précision suffisante que

$$\frac{B'_m}{B_m} = k_\delta,$$

où k_δ est le coefficient de l'entrefer.

Ainsi lorsque l'entrefer n'est pas uniforme (présence de dents et d'encoches) pour calculer l'harmonique fondamental du champ créé

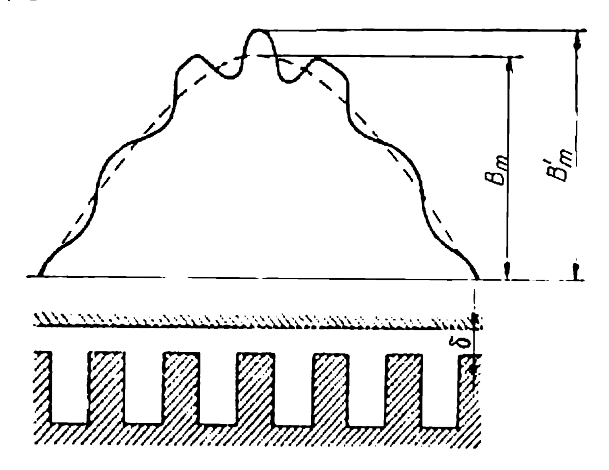


Fig. 4-18. Variations de la courbe du champ provoquées par la denture.

par l'harmonique fondamental de la F.M.M., on adoptera comme perméance de l'entrefer

$$\lambda_\delta = \frac{\mu_0}{k_\delta \delta}. \tag{4-46}$$

Si le fer est saturé, l'induction dans l'entrefer diminue également et se déforme. Par exemple, lorsque le fer est saturé l'harmonique fondamental de la F.M.M. crée une courbe du champ qui n'est plus sinusoïdale mais légèrement aplatie. Cependant cette déformation est relativement faible car, vu l'existence de l'entrefer et les inductions modérées dans le fer en régime normal de fonctionnement, la réluctance des portions de fer du circuit magnétique est relativement faible. On peut admettre que l'amplitude de l'harmonique fondamental du champ dû à l'harmonique fondamental de la F.M.M. diminue dans un rapport égal au coefficient de saturation k_μ qui pour l'état magnétique donné du fer est égal au rapport de toute la F.M.M. du

circuit magnétique à la F.M.M. de l'entrefer. Le coefficient k_μ se détermine d'après les données du calcul du circuit magnétique selon la courbe à vide de la machine.

Il en résulte qu'en tenant compte des dents et de la saturation lors du calcul de l'harmonique fondamental du champ on adoptera comme perméance de l'entrefer:

$$\lambda_\delta = \frac{\mu_0}{k_\delta k_\mu \delta}. \qquad (4\text{-}47)$$

Les choses sont plus compliquées lorsqu'il s'agit des harmoniques supérieurs de la F.M.M. dont le champ est très influencé par la non-uniformité de l'entrefer. La non-uniformité de l'entrefer provoque aussi l'apparition des harmoniques supplémentaires du champ comme on le voit sur la figure 4-18. Lors des calculs approximatifs on peut admettre que l'irrégularité de l'entrefer et la saturation ont la même influence sur le champ des harmoniques supérieurs que sur le champ de l'harmonique fondamental, c'est-à-dire qu'on peut utiliser la relation (4-47).

L'influence d'un rotor à pôles saillants d'une machine synchrone sur l'harmonique fondamental du champ de l'enroulement à courant alternatif est examinée au chapitre VIII.

Chapitre

V

RÉACTANCES D'INDUCTION DES ENROULEMENTS DES MACHINES À COURANT ALTERNATIF

5-1. Réactances d'induction dues aux champs magnétiques de l'entrefer

Lors de l'analyse de la F.M.M. des enroulements à courant alternatif (§ 4-4) nous avons signalé que chaque harmonique de la F.M.M. de l'enroulement, lorsque l'entrefer est uniforme, crée une onde du champ magnétique sinusoïdalement répartie et tous les harmoniques du champ induisent dans l'enroulement qui les a engendrés une F.É.M. à fréquence fondamentale.

La F.É.M. induite dans la phase de l'enroulement par le ν^{me} harmonique du champ créé par la phase donnée est la F.É.M. d'auto-induction de la phase de l'enroulement due au ν^{me} harmonique du champ. Lorsqu'on considère la F.É.M. dans la phase créée par le ν^{me} harmonique du champ de la phase donnée ainsi que d'autres phases du même enroulement lorsqu'elles sont chargées de façon symétrique, cette F.É.M. peut être appelée F.É.M. d'auto-induction de la phase due au ν^{me} harmonique en tenant compte de l'induction mutuelle des autres phases.

Si le fer actif de la machine n'est pas saturé, les harmoniques du champ magnétique dans l'entrefer ainsi que les F.É.M. induites par eux sont proportionnels au courant de l'enroulement I et on peut calculer ces F.É.M. dans l'enroulement sous la forme de chute de tension dans cet enroulement provoquée par le courant I dans les réactances d'induction convenablement calculées.

Calculons les réactances correspondant aux harmoniques du champ magnétique dans l'entrefer.

L'amplitude du ν^{me} harmonique de la F.M.M. F_ν, créée par toutes les phases de l'enroulement, est déterminée par l'égalité (4-39). Avec un entrefer uniforme de largeur δ constante l'harmonique de la F.M.M. crée un harmonique du champ réparti sinusoïdalement à amplitude:

$$B_{\nu m}=\frac{\mu_0}{\delta}\cdot F_\nu.$$

En réalité la présence des encoches et des dents fait que l'entrefer n'est pas uniforme. Dans une machine à pôles lisses on peut en tenir compte approximativement en divisant la valeur obtenue de $B_{\nu m}$

par le coefficient de l'entrefer k_δ [t. I, chapitre 2], ce qui donne les résultats suffisamment précis pour l'harmonique fondamental du champ et des résultats un peu moins précis pour les harmoniques supérieurs. De façon analogue, en introduisant le coefficient k_μ on peut prendre en considération la saturation du fer (voir § 4-7).

On obtient alors pour $B_{\nu m}$:

$$B_{\nu m} = \frac{\mu_0}{k_\delta k_\mu \delta} F_\nu. \tag{5-1}$$

Vu que l'intervalle polaire de l'harmonique supérieur est

$$\tau_\nu = \frac{\tau}{\nu} = \frac{\pi D}{2\nu p},$$

le flux magnétique du ν^{me} harmonique sera:

$$\Phi_\nu = \frac{2}{\pi} B_{\nu m}\tau_\nu l = \frac{\mu_0 Dl}{k_\delta k_\mu \delta} \frac{1}{\nu p} F_\nu. \tag{5-2}$$

En introduisant Φ_ν dans la formule (2-38), on obtient la F.É.M. induite dans l'enroulement par le ν^{me} harmonique

$$E_\nu = 4{,}44 f_\nu \frac{\mu_0 Dl}{k_\delta k_\mu \delta} \cdot \frac{w k_{b\nu}}{\nu p} F_\nu. \tag{5-2a}$$

La réactance d'auto-induction de l'enroulement, en tenant compte de l'induction mutuelle due aux autres phases, pour le ν^{me} harmonique

$$x_\nu = \frac{E_\nu}{I}$$

sera trouvée en remplaçant E_ν par sa valeur (5-2a), en tenant compte de la valeur de F_ν (4-39) et en introduisant $f_\nu = f$:

$$x_\nu = 2mf \frac{\mu_0 Dl}{k_\delta k_\mu \delta} \frac{w^2 k_{b\nu}^2}{\nu^2 p^2}. \tag{5-3}$$

Comme toute réactance d'induction x_ν est proportionnelle à la fréquence f et au carré du nombre de spires w.

L'amplitude de la F.M.M. de toutes les m phases de l'enroulement est supérieure de $\frac{m}{2}$ fois à l'amplitude de la F.M.M. d'une phase. Pour cette raison la réactance d'auto-induction d'une phase de l'enroulement due au ν^{me} harmonique du champ dans le sens propre de ce mot, c'est-à-dire au champ propre de la phase donnée, est

$$x'_\nu = 4f \frac{\mu_0 Dl}{k_\delta k_\mu \delta} \frac{w^2 k_{b\nu}^2}{\nu^2 p^2}. \tag{5-4}$$

Comme on le voit des formules (5-3) et (5-4) les réactances d'induction x_ν et x'_ν diminuent rapidement avec l'accroissement de l'ordre de l'harmonique ν. Les principaux phénomènes physiques dans la machine sont liés à l'harmonique principal du champ ($\nu = 1$). Pour cette raison par sa valeur et par son importance le rôle principal

est joué par la réactance d'auto-induction de la phase en tenant compte de l'induction mutuelle due aux autres phases pour l'onde principale :

$$x_1 = 2mf \frac{\mu_0 D l}{k_\delta k_\mu \delta} \frac{w^2 k_{b1}^2}{p^2} \tag{5-5}$$

et la réactance d'auto-induction propre de la phase pour l'harmonique fondamental

$$x_1' = 4f \frac{\mu_0 D l}{k_\delta k_\mu \delta} \frac{w^2 k_{b1}^2}{p^2}. \tag{5-6}$$

Les harmoniques du champ de l'enroulement donné, par exemple du stator, engendrent également des F.É.M. d'induction mutuelle dans d'autres enroulements de la machine, par exemple dans l'enroulement rotorique. On obtient les réactances d'induction mutuelle correspondantes en remplaçant dans les formules (5-3), (5-4), (5-5) et (5-6) $w^2 k_{b\nu}^2$ par $w_1 w_2 k_{b1\nu} k_{b2\nu}$ où 1 et 2 sont les indices des enroulements. Au lieu de f il faut introduire la fréquence réelle de la F.É.M. d'induction mutuelle et au lieu de m il faut introduire le nombre de phases de l'enroulement dont le courant induit la F.É.M. considérée. Vu que souvent $m_1 \neq m_2$, en général $x_{12} \neq x_{21}$.

On peut obtenir les coefficients correspondants de l'auto-induction et de l'induction mutuelle des enroulements en divisant les réactances x par $\omega = 2\pi f$.

5-2. Expression générale de la réactance de fuite

Les principaux phénomènes physiques d'une machine, y compris les principaux phénomènes d'induction mutuelle des enroulements de la machine, se produisent avec participation de l'harmonique fondamental du champ dans l'entrefer. Tous les autres champs magnétiques de l'enroulement (le champ dans les encoches, dans les parties frontales et les harmoniques supérieurs du champ) ne traversent pas un autre enroulement et n'y induisent pas des F.É.M. d'induction mutuelle (le champ dans les encoches si ces dernières ne comportent qu'un seul enroulement) ou le traversent très faiblement (les champs des parties frontales et des harmoniques supérieurs) et leurs inductions mutuelles ont une importance secondaire par suite de quoi ces inductions peuvent être négligées dans la plupart des cas.

Tous ces champs se rapportent au champ de fuite de l'enroulement et leur rôle principal se ramène à induire dans l'enroulement une F.É.M. d'auto-induction ou une F.É.M. dite de fuite dont on tient compte au moyen d'une réactance de fuite.

Les champs de fuite rencontrent sur leur chemin surtout les réluctances des entrefers et pour cette raison on peut négliger la réluctance du fer et admettre que l'inductance de fuite L_σ = const.

La force électromotrice de fuite

$$e_\sigma = -\frac{d(L_\sigma i)}{dt} = -L_\sigma \frac{di}{dt}.$$

Mais $i = I_m \sin \omega t$ et pour cette raison

$$e_\sigma = -\omega L_\sigma I_m \cos \omega t = -x_\sigma I_m \cos \omega t,$$

où x_σ est la réactance de fuite égale à

$$x_\sigma = \omega L_\sigma. \tag{5-7}$$

L'inductance de fuite de l'enroulement dans le cas général est :

$$L_\sigma = \frac{\Sigma w_x \Phi_x}{i}, \tag{5-8}$$

où Φ_x est le flux d'un tube d'induction magnétique traversant un nombre de spires w_x et la sommation concerne tous les tubes d'induction.

Pour un côté d'une bobine (à nombre s_e de conducteurs par encoche) placée dans une encoche on a:

$$L_{\sigma 1} = \frac{\Sigma s_x \Phi_x}{i}$$

avec le flux

$$\Phi_x = \frac{s_x i}{R_x}$$

et la réluctance du tube

$$R_x = \frac{b_x}{\mu_x Q_x},$$

où b_x est la longueur du tube du flux de fuite et Q_x est sa section que l'on peut considérer comme constante. Vu que les champs de fuite se ferment à travers l'air on peut admettre $\mu_x = \mu_0$.

Si au lieu de la réluctance R_x on prend sa valeur inverse, la perméance Λ_x, on a:

$$\Lambda_x = \frac{1}{R_x} = \lambda'_x l_x \mu_0,$$

où λ'_x représente le coefficient de la perméance du flux de fuite par unité de longueur de la spire. D'où

$$\Phi_x = s_x \Lambda_x i = \mu_0 s_x \lambda'_x l_x i$$

et

$$L_{\sigma 1} = \mu_0 \Sigma s_x^2 \lambda'_x l_x. \tag{5-9}$$

Dans le cas général les flux Φ_x sont encerclés par différents nombres de conducteurs s_x (fig. 5-1,*a*).

Transformons l'expression de l'encerclement de flux $\Sigma \Phi_x s_x$ de façon que le flux de fuite Φ_x étant encerclé par le nombre total

s_e de conducteurs dans l'encoche donne un encerclement de flux identique. A cette fin remplaçons dans (5-9) le produit $s_x^2\lambda_x'$ par $s_e^2\lambda_x$ où

$$\lambda_x = \left(\frac{s_x}{s_e}\right)^2 \lambda_x'$$

représente la perméance équivalente dans le cas où le flux de fuite est encerclé par le nombre total de conducteurs s_e placés dans l'encoche. On a alors

$$L_{\sigma 1} = \mu_0 s_e^2 \Sigma \left(\frac{s_x}{s_e}\right)^2 \lambda_x' l_x = \mu_0 s_e^2 \Sigma \lambda_x l_x. \quad (5\text{-}10)$$

Si l'enroulement de la phase donnée est placé non pas dans une seule, mais dans q encoches, la F.É.M. de fuite d'encoches augmente

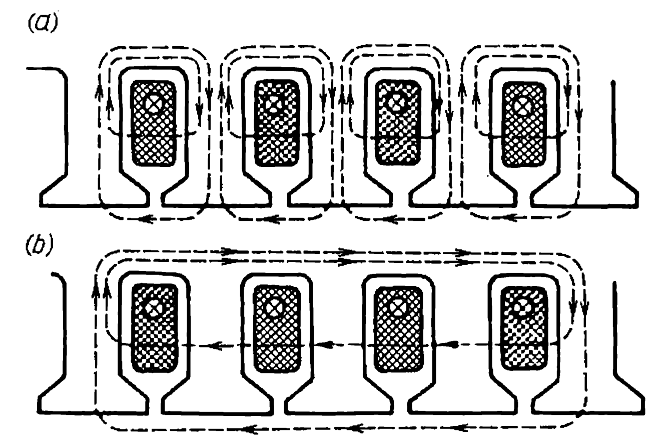


Fig. 5-1. Champ magnétique de dispersion d'encoche.

de q fois. En effet, le tableau de flux de fuite (fig. 5-1,*a*), où autour de chaque encoche est créé un champ de fuite, peut être remplacé par le tableau (fig. 5-1,*b*) où toutes les q encoches sont traversées par un flux de fuite général. Vu que la F.M.M. de q encoches augmente de q fois par rapport à celle d'une seule encoche mais la réluctance augmente aussi d'autant de fois, la valeur du flux de fuite reste la même et l'encerclement de flux et la F.É.M. de fuite augmentent de q fois.

Si, par exemple, nous avons un enroulement à un étage avec p paires de pôles et tous les p groupes de la section sont branchés en série, la F.É.M. et la réactance de fuite augmenteront de p fois. Le nombre total de spires connectées en série est alors $w = s_e qp$. Pour cette raison l'inductance de fuite de la phase de l'enroulement due au champ de fuite des encoches est

$$L_{\sigma e} = qpL_{\sigma 1} = s_e^2 qp\mu_0 \Sigma \lambda_x l_x = \frac{\mu_0 w^2 \Sigma \lambda_x l_x}{pq}. \quad (5\text{-}11)$$

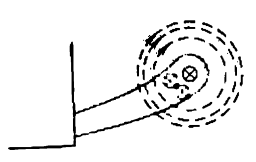
9—24

La réactance de fuite des encoches de toute la phase de l'enroulement est :

$$x_{\sigma e} = \omega L_{\sigma e} = 2\pi f \mu_0 \frac{w^2}{pq} \Sigma\lambda_x l_x. \qquad (5\text{-}12)$$

L'expression obtenue sera valable pour tous les types d'enroulements si l'on calcule convenablement la somme $\Sigma\lambda_x l_x$.

La réactance inductive des parties frontales des enroulements à un étage dépend du nombre de fils placés de façon à être en contact étroit l'un avec l'autre. Dans un enroulement à un étage et à deux plans tout le groupe de fils sortant de q encoches forme un faisceau commun de fils embrassés par le flux de fuite total (fig. 5-2). Pour cette raison la F.É.M. de fuite et la réactance inductive des parties frontales augmentent de q^2 fois et dans ce cas on a



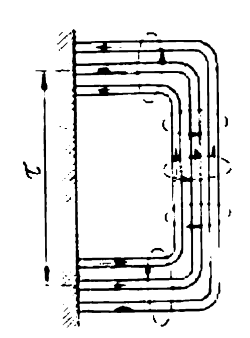


Fig. 5-2. Champ magnétique de dispersion frontale.

$$x_{\sigma fr} = 2\pi f s_e^2 q^2 p \mu_0 \Sigma\lambda_x l_x = 2\pi f \mu_0 \frac{w^2}{pq} q \cdot \Sigma\lambda_x l_x. \qquad (5\text{-}13)$$

Dans un enroulement à un étage et à trois plans, dans les zones de sortie rectiligne des parties frontales la réactance inductive augmente de q^2 fois et ensuite les fils se séparent en deux ; pour cette raison dans ces zones la réactance inductive augmente seulement de $\left(\frac{q}{2}\right)^2$ fois.

On peut admettre que pour un enroulement à trois plans la perméance par unité de longueur est 1,5 fois plus petite que dans un enroulement à deux plans.

Dans les enroulements à courant continu à deux étages la longueur des parties frontales est relativement petite. Selon les données de l'usine soviétique « Electrosila », dans ce cas la réactance inductive des parties frontales diminue d'environ deux fois par rapport à l'enroulement à deux étages.

Vu que pour l'encoche et les têtes de dents il faut admettre $l_x = 2l$ où l est la longueur du fer actif et pour la partie frontale $l_x = 2l_{fr}$ où l_{fr} est la longueur de la partie frontale, dans le cas général pour la valeur totale des fuites d'encoche et frontale on peut représenter $\Sigma\lambda_x l_x$ sous la forme suivante :

$$\Sigma\lambda_x l_x = 2l\lambda_e + 2l_{fr}\lambda_{fr} q = 2l\left(\lambda_e + \lambda_{fr} q \frac{l_{fr}}{l}\right), \qquad (5\text{-}13a)$$

où λ_e est la perméance équivalente pour les champs de fuite des encoches et λ_{fr} est la perméance équivalente des parties frontales.

De cette façon la formule de la réactance inductive des encoches et des parties frontales prend la forme suivante:

$$x_{\sigma e f r} = 4\pi f \mu_0 \frac{lw^2}{pq} \left(\lambda_e + q\lambda_{fr} \frac{l_{fr}}{l} \right), \qquad (5\text{-}14)$$

où

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{m}} = 1{,}26 \cdot 10^{-8} \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{cm}}.$$

Les harmoniques supérieurs du champ d'enroulement dans l'entrefer forment le champ dit de fuite différentielle de cet enroulement. On peut obtenir avec une certaine approximation la valeur de la réactance de fuites différentielles si on fait la sommation de tous les x_ν selon (5-3) pour $\nu > 1$.

Dans les machines à entrefer relativement petit (par exemple dans les machines asynchrones), la valeur de la réactance de fuites différentielles est de même ordre que la réactance de fuites d'encoche ou frontale.

Fig. 5-3. Calcul de la perméance d'encoche.

5-3. Perméance d'encoche

La répartition du flux de fuite $\Phi_{\sigma e}$ selon la hauteur de l'encoche est représentée sur la fig. 5-3. Nous négligeons la réluctance du fer. Pour cette raison, en supposant que les lignes d'induction passent partout par l'encoche de façon rectiligne et parallèlement l'une à l'autre, on peut admettre pour chaque tube élémentaire que sa longueur qui détermine sa réluctance est égale à la largeur de l'encoche à l'endroit considéré.

Pour les flux de fuites qui embrassent le nombre total s_e de conducteurs de l'encoche, la perméance du tube par unité de longueur de l'encoche λ_x est déterminée comme le rapport de la largeur du tube suivant la hauteur de l'encoche à sa longueur suivant la largeur de l'encoche. De cette façon, pour l'encoche (fig. 5-3,a) la perméance est:

pour une portion de hauteur h_2

$$\lambda_{e2} = \frac{h_2 \cdot 1}{b_1} = \frac{h_2}{b_1};$$

pour une portion de hauteur h_3

$$\lambda_{e3} = \frac{h_3}{\frac{1}{2}(b_1 + b_2)} = \frac{2h_3}{b_1 + b_2};$$

pour une portion de hauteur h_4

$$\lambda_{e4} = \frac{h_4 \cdot 1}{b_2} = \frac{h_4}{b_2}$$

Pour les flux de fuite qui embrassent seulement une partie de conducteurs suivant la hauteur h_1 (fig. 5-3,*a*) il faut déterminer la perméance équivalente correspondant à un flux de fuite qui embrasserait tous les s_e conducteurs de l'encoche.

Un tube élémentaire de largeur dx qui se trouve à une hauteur x depuis l'embase de l'encoche (fig. 5-3,*a*) a une perméance élémentaire

$$\lambda'_x = \frac{dx \cdot 1}{b_1} = \frac{dx}{b_1}.$$

Ce tube est encerclé par un nombre de conducteurs de l'encoche

$$s_x = s_e \frac{x}{h_1}.$$

L'encerclement de flux de ce tube par unité de longueur de l'induit est proportionnel à

$$s_x^2 \lambda'_x = \frac{s_e^2}{h_1^2 b_1} x^2 \, dx.$$

L'encerclement de flux total pour tous les conducteurs occupant la hauteur h_1 est proportionnel à

$$\sum_0^{h_1} s_x^2 \lambda_x = \int_0^{h_1} \frac{s_e^2}{h_1^2 b_1} dx = s_e^2 \frac{h_1}{3b_1} = s_e^2 \lambda_{e1}.$$

La perméance équivalente totale de toute l'encoche est

$$\lambda_e = \lambda_{e1} + \lambda_{e2} + \lambda_{e3} + \lambda_{e4} = \frac{h_1}{3b_1} + \frac{h_2}{b_1} + \frac{2h_3}{b_1 + b_2} + \frac{h_4}{b_2}. \quad \text{(5-15a)}$$

Pour la forme de l'encoche (fig. 5-3,*b*) on obtient de façon analogue la perméance

$$\lambda_e = \frac{h_1}{3b_1} + \frac{h_2}{b_3} + \frac{2h_3}{b_2 + b_3} + \frac{h_4}{b_2}. \quad \text{(5-15b)}$$

Pour la forme de l'encoche de la fig. 5-3,*c*

$$\lambda_e = \frac{2h_1}{3(b_1+b_3)} + \frac{h_2}{b_3} + \frac{2h_3}{b_2+b_3} + \frac{h_4}{b_2}. \tag{5-15c}$$

Pour une encoche circulaire remplie de conducteurs de façon uniforme un tube élémentaire de largeur dx et de perméance

$$\frac{dx}{2r\sin\frac{\alpha}{2}} = \frac{d\left(-r\cos\frac{\alpha}{2}\right)}{2r\sin\frac{\alpha}{2}} = \frac{d\alpha}{4}$$

est encerclé par un nombre de conducteurs

$$s_x = \frac{s_e}{\pi r^2}\left(\frac{\alpha r^2}{2} - \frac{r^2\sin\alpha}{2}\right) = \frac{s_e}{2\pi}(\alpha - \sin\alpha).$$

Par conséquent, l'encerclement de flux de l'encoche circulaire est proportionnel à

$$\int_0^{2\pi}\left(\frac{s_x}{s_e}\right)^2\frac{d\alpha}{4} = \int_0^{2\pi}\frac{(\alpha-\sin\alpha)^2\,d\alpha}{16\pi^2} = \frac{1}{16\pi^2}\left(\frac{8\pi^3}{3} + 4\pi + \pi\right) = 0{,}623.$$

La perméance équivalente totale de l'encoche circulaire entière (fig. 5-3,*d*) est :

$$\lambda_e = 0{,}623k_c + \frac{h_1}{b_1}. \tag{5-15d}$$

Dans le cas d'un conducteur circulaire massif il faut tenir compte du blindage des champs de fuites en introduisant un coefficient $k_c > 1$.

Pour la forme de l'encoche représentée sur la fig. 5-3,*e* on a :

$$\lambda_e = \frac{2h_1}{3(b_1+b_3)} + 0{,}623 + \frac{h_4}{b_2} \tag{5-15e}$$

Pour un enroulement à deux étages dont les fils sont répartis dans l'encoche conformément au dessin 5-3,*f*, qui comporte dans l'étage supérieur et dans l'étage inférieur $\frac{s_e}{2}$ conducteurs, il faut tenir compte de l'auto-induction des conducteurs des étages supérieur et inférieur et de leur induction mutuelle.

Pour l'encerclement de flux de l'auto-induction de fuite des conducteurs de l'étage inférieur on aura :

$$\Sigma\lambda_{x1}s_{x1}^2 = \frac{s_e^2}{4}\left(\frac{h}{3b_1} + \frac{h_2+h+h_3}{b_1}\right) = \frac{s_e^2}{4}\left(\frac{4h}{3b_1} + \frac{h_2+h_3}{b_1}\right)$$

et pour l'étage supérieur

$$\Sigma\lambda_{x2}s_{x2}^2 = \frac{s_e^2}{4}\left(\frac{h}{3b_1} + \frac{h_3}{b_1}\right),$$

d'où on tire les perméances correspondantes:

$$\lambda_{e1}=\frac{1}{4}\left(\frac{4h}{3b_1}+\frac{h_2+h_3}{b_1}\right);$$

$$\lambda_{e2}=\frac{1}{4}\left(\frac{h}{3b_1}+\frac{h_3}{b_1}\right).$$

Pour un pas total de l'enroulement les courants dans les étages supérieur et inférieur sont de même valeur mais pour un pas raccourci dans certaines encoches les étages des conducteurs parcourus par les courants peuvent appartenir à différentes phases.

L'encerclement de flux d'un tube élémentaire de conducteurs de l'étage inférieur par les conducteurs de l'étage supérieur, dans le cas d'un pas diamétral (fig. 5-3,*f*), est proportionnel à:

$$\frac{s_e}{2}\left(\frac{s_e}{2}\frac{x}{h}\right)\frac{dx}{b_1}=\frac{s_e^2}{4}\frac{x\,dx}{hb_1}.$$

L'encerclement de flux de l'étage supérieur qui passe à la hauteur de la couche h par tous les conducteurs de l'étage inférieur est proportionnel à l'intégrale de l'expression précédente:

$$\int_0^h \frac{s_e^2}{4}\frac{x\,dx}{hb_1}=\frac{s_e^2}{4}\frac{h}{2b_1}.$$

De plus, le flux de l'étage supérieur qui passe dans la partie supérieure de l'encoche qui ne comporte pas de conducteurs assure un encerclement par les conducteurs de l'étage inférieur proportionnel à

$$\frac{s_e^2}{4}\frac{h_3}{b_1}.$$

Pour cette raison à l'encerclement de flux de l'étage inférieur dû au flux de l'étage supérieur correspond une perméance

$$\lambda_{e12}=\frac{1}{4}\left(\frac{h}{2b_1}+\frac{h_3}{b_1}\right)$$

De façon analogue, à l'encerclement de flux de l'étage supérieur dû au flux de l'étage inférieur correspond la même perméance:

$$\lambda_{e21}=\lambda_{e12}=\frac{1}{4}\left(\frac{h}{2b_1}+\frac{h_3}{b_1}\right).$$

La perméance équivalente résultante d'un enroulement à deux étages à pas total dont la forme de l'encoche est représentée sur la fig. 5-3,*f* est:

$$\lambda_e=\lambda_{e1}+\lambda_{e2}+\lambda_{e12}+\lambda_{e21}=\frac{1}{4}\left(\frac{8h}{3b_1}+\frac{h_2}{b_1}+\frac{4h_3}{b_1}\right). \quad (5\text{-}16)$$

En introduisant $h = \frac{h_1 - h_2}{2}$ (fig. 5-3,*f*) on a:

$$\lambda_e = \frac{h_1}{3b_1} - \frac{h_2}{12b_1} + \frac{h_3}{b_1}, \tag{5-17}$$

d'où, en négligeant $\frac{h_2}{12b_1}$, on a approximativement:

$$\lambda_e \approx \frac{h_1}{3b_1} + \frac{h_3}{b_1}. \tag{5-18}$$

Avec un pas raccourci l'étage inférieur sera décalé par rapport au supérieur d'un angle $(1 - \beta)\,\pi$.

La fig. 5-4 représente la répartition des couches de l'enroulement pour $q = 2$ et $\beta = \frac{5}{6} = 0{,}833$; dans l'encoche médiane parmi celles entourées d'une ligne en pointillé, les deux étages

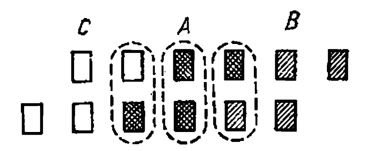


Fig. 5-4. Influence du raccourcissement du pas sur le champ de dispersion des encoches.

appartiennent à la phase A; dans l'encoche de droite seule l'étage supérieur appartient à la phase A, tandis que l'étage inférieur appartient à la phase B; dans l'encoche de gauche l'étage inférieur appartient à la phase A et l'étage supérieur appartient à la phase C. Les courants des phases voisines du système triphasé, situés d'un côté de la phase donnée, sont en avance de 60° sur son courant et ceux situés de l'autre côté sont en retard de 60°; pour cette raison la valeur résultante de la F.M.M. et la perméance de fuite diminuent. La diminution de la perméance pour un pas raccourci dans les limites de $\frac{2}{3} < \beta < 1{,}0$, comme le montre l'analyse de cette question, a lieu dans le rapport:

$$k_s = \frac{3\beta + 1}{4}.$$

Ainsi, pour un enroulement à deux couches à pas $\frac{2}{3} < \beta < 1{,}0$, la formule de la perméance équivalente de l'encoche (fig. 5-3,*f*) peut prendre la forme suivante:

$$\lambda_e = \left(\frac{h_1}{3b_1} + \frac{h_3}{b_1}\right) k_s = \left(\frac{h_1}{3b_1} + \frac{h_3}{b_1}\right) \frac{3\beta + 1}{4}. \tag{5-19}$$

5-4. Perméance des parties frontales

L'analyse mathématique des fuites dans les parties frontales est beaucoup plus difficile que celle des fuites d'encoche. Plusieurs formules pour différents cas de répartition des parties frontales ont été trouvées par voie empirique. Vu que les formules des fuites frontales sont assez compliquées tout en restant cependant approximatives, nous donnerons sans démonstration les formules les plus usitées.

Pour les enroulements à un étage et à deux plans (voir fig. 3-8) on applique la formule:

$$\Lambda_f = l_f\lambda_f = 0,67l_f - 0,43\tau. \qquad (5\text{-}20)$$

Si les bobines individuelles ne sont pas réunies pour former une tête mais sont divisées en deux têtes, comme cela a lieu dans les enroulements à un étage et à trois plans (fig. 3-7 et 3-9) et dans les enroulements monophasés, la valeur des fuites est environ $\sqrt{2}$ fois plus petite:

$$\Lambda_f = l_f\lambda_f = 0,47l_f - 0,3\tau. \qquad (5\text{-}21)$$

Pour un enroulement à deux étages avec parties frontales de forme conique, en tenant compte des champs axiaux et tangentiels de la partie frontale, on obtient une formule qui donne de bons résultats pour les enroulements en « panier » à deux étages des stators des turbo-alternateurs et des alternateurs hydrauliques:

$$\Lambda_f = l_f\lambda_f = 0,57\tau k_s = 0,57 \cdot \frac{3\beta - 1}{2}\tau, \qquad (5\text{-}22)$$

où le coefficient

$$k_s = \frac{3\beta - 1}{2}$$

tient compte du raccourcissement du pas.

5-5. Réactance inductive de fuite différentielle

En partant de la formule (5-3) on peut écrire l'expression de la réactance inductive de fuite différentielle d'une phase de l'enroulement, en tenant compte de l'induction mutuelle due aux harmoniques supérieurs du champ des autres phases de l'enroulement donné, sous la forme suivante:

$$x_d = \sum_{\nu > 1} x_\nu = 2mf \frac{\mu_0 Dl}{k_\delta k_\mu \delta} \cdot \frac{w^2}{p^2} \sum_{\nu > 1} \frac{k_{b\nu}^2}{\nu^2}, \qquad (5\text{-}23)$$

où la sommation concerne tous les harmoniques sauf l'harmonique fondamental ($\nu = 1$).

Le rapport de x_d à la réactance inductive due à l'harmonique fondamental du champ dans l'entrefer x_1 [formule (5-5)] est appelé

coefficient de fuite différentielle:

$$k_d = \frac{x_d}{x_1} = \frac{1}{k_{b1}^2} \sum_{\nu > 1} \frac{k_{b\nu}^2}{\nu^2}. \tag{5-24}$$

Les valeurs de k_d en fonction du pas relatif β pour certaines valeurs de q sont données fig. 5-5.

D'après les valeurs connues de k_d on peut calculer la réactance inductive de fuite différentielle d'après la formule

$$x_d = k_d x_1 \tag{5-25}$$

ou, si on donne à l'expression de x_d la forme de la formule (5-14)

$$x_d = \frac{4\pi f \mu_0 l w^2}{pq} \lambda_d, \tag{5-26}$$

où λ_d est la perméance du flux de fuite différentielle qui, en partant des relations indiquées, est:

$$\lambda_d = \frac{mqk_{b1}^2 \tau}{\pi^2 k_\delta k_\mu \delta} k_d = \frac{Zk_{b1}^2 \tau}{2p\pi^2 k_\delta k_\mu \delta} k_d. \tag{5-27}$$

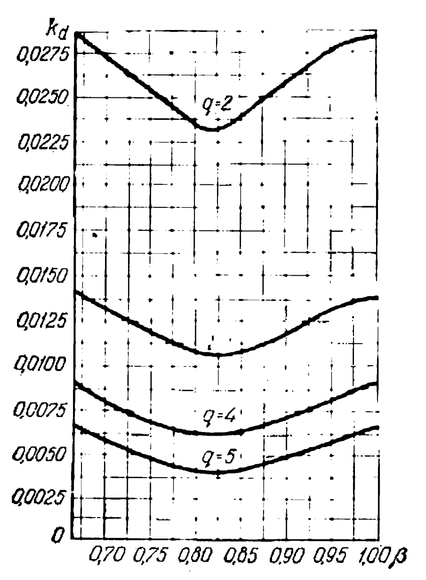


Fig. 5-5. Courbe du coefficient de dispersion différentielle.

On a tenu compte de l'influence de la non-uniformité de l'entrefer lors de la démonstration de la formule (5-3) en diminuant les amplitudes des harmoniques du champ de k_δ fois. En réalité, sous l'influence de l'ouverture des encoches les fuites différentielles diminuent beaucoup plus. Lorsque le rotor comporte des enroulements court-circuités dans le genre d'une cage d'écureuil ainsi que dans le cas d'un rotor massif, les fuites différentielles de l'enroulement statorique diminuent aussi par suite de l'amortissement des champs des harmoniques supérieurs par le rotor. Dans les machines synchrones à pôles saillants x_d diminue également par suite de l'affaiblissement du champ dans la zone de l'espace interpolaire. Lors des calculs, différents coefficients approchés permettent de tenir compte de ces facteurs.

5-6. Réactances de fuite des enroulements statoriques et rotoriques d'une machine synchrone

La réactance de fuite de l'enroulement statorique d'une machine synchrone est déterminée par les formules générales indiquées dans ce chapitre pour les perméances et les réactances inductives des machines électriques à courant alternatif.

La réactance inductive d'un système rotorique secondaire d'une machine synchrone à pôles saillants pour les régimes dynamiques transitoires est déterminée en partant des principes généraux et des relations géométriques indiqués sur la fig. 5-6.

La perméance de fuite de l'enroulement d'excitation est déterminée d'après la méthode générale comme pour la fuite d'encoche

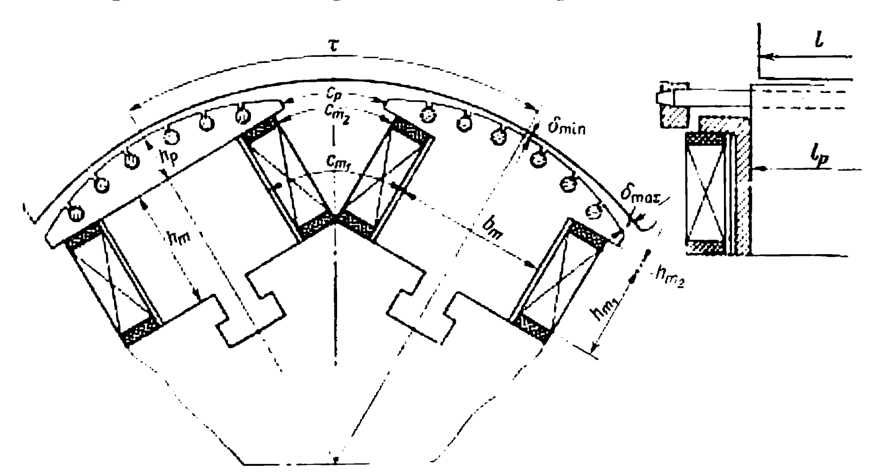


Fig. 5-6. Disposition des pôles d'une machine synchrone à pôles saillants.

à laquelle on peut comparer conventionnellement l'espace compris entre les pôles:

$$\lambda_{excs} = 2\left[\frac{h_{m1}}{3c_{m1}} + \frac{h_{m2}}{c_{m2}} + \frac{h_p}{c_p} + \frac{(l_p - l) + 0{,}5h_m + 0{,}125b_m}{2l_p}\right]. \quad (5\text{-}28)$$

Les trois premiers termes tiennent compte de la perméance suivant la longueur de la machine, tandis que le quatrième tient compte de la perméance suivant les faces des pôles.

Les perméances de fuites d'un système d'amortissement comprennent la perméance de fuites de la partie d'encoche λ_{ae} et la perméance de fuites de la partie frontale λ_{af}. La première perméance est déterminée par la formule (5-15d) pour une encoche circulaire (fig. 5-3,*d*) et la seconde peut être déterminée par la formule:

$$\lambda_{af} \approx 0{,}06\frac{\tau}{l}n_b, \quad (5\text{-}29)$$

où n_b est le nombre de barres d'amortissement par pôle.

Exemple 5-1.

Calculer les réactances inductives des enroulements statorique et rotorique d'un moteur asynchrone triphasé à rotor bobiné. Les caractéristiques du moteur sont les suivantes: $P_n = 250$ kW, $U_1 = 3000$ V, $\eta = 90$ %, $\cos\varphi_n = 0{,}89$, $2p = 6$, le diamètre extérieur du fer statorique $D_a = 730$ mm, le

diamètre intérieur du stator $D_i = 523,3$ mm, pas polaire $\tau = 275$ mm, la longueur du fer actif avec les canaux 364 mm, les canaux de ventilation radiaux sont de 6×10 mm $= 60$ mm, la longueur calculée du fer $l = 364 - \frac{1}{2} \cdot 60 = 334$ mm, le nombre d'encoches du stator $Z_1 = 90$, le nombre de spires connectées en série du stator $w_1 = 210$, le nombre d'encoches par pôle et par phase $q_1 = 5$, le pas d'enroulement aux encoches du stator 1 à 13, le pas relatif de l'enroulement du stator $\beta_1 = \frac{12}{15} = 0,8$. Les encoches du stator (la forme de l'encoche est représentée sur la fig. 5-3,f): $h = 18,5$ mm, $h_2 = 5$ mm, $h_1 = 42$ mm, $h_3 = 8$ mm, $b_1 = 9,8$ mm, les facteurs de bobinage du stator (voir l'exemple (2-1), chapitre II), $k_{d1} = 0,957$, $k_{r1} = 0,951$, $k_{b1} = 0,91$. La perméance de fuites de la partie de l'enroulement statorique qui se trouve dans les encoches $\lambda_e = 1,87$ [formule (5-17)] en tenant compte du facteur de raccourcissement de la partie de l'enroulement se trouvant dans les encoches $k_{se} = 0,85$ [formule (5-19)]. La perméance de fuites de la partie frontale de l'enroulement du stator $\lambda_f = 1,64$ [formules (5-14) et (5-22)] en tenant compte du facteur de raccourcissement de la partie frontale de l'enroulement $k_{sf} = 0,7$ [formule (5-22)]. L'entrefer $\delta = 1$ mm, le coefficent de l'entrefer $k_\delta = 1,6$, le coefficient de saturation du circuit magnétique $k_\mu = 1,1$.

La perméance de fuites différentielles est

$$\lambda_d = \frac{3 \cdot 5 \cdot 0,91^2 \cdot 27,5}{\pi^2 \cdot 0,1 \cdot 1,6 \cdot 1,1} \cdot 0,004 = 0,08 \quad \text{[formule (5-27)]},$$

où le coefficient de fuites différentielles selon les courbes de la fig. 5-5 pour $q = 5$ et $\beta = 0,8$ vaut $k_d = 0,004$.

La somme des perméances de fuites

$$\Sigma\lambda_1 = 3,59.$$

La réactance inductive de l'enroulement statorique

$$x_1 = 4\pi \cdot 50 \cdot 1,26 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{33,4 \cdot 210^2}{3 \cdot 5} \cdot 3,59 = 2,78 \text{ ohms} \quad \text{[formule (5-14)]}.$$

Caractéristiques du rotor: $Z_2 = 72$, $q_2 = 4$, nombre de spires par phase $w_2 = 24$, le pas d'enroulement est diamétral et pour cette raison $\beta_2 = 1$. Le facteur de bobinage secondaire résultant d'après le tableau 2-2:

$$k_{b2} = k_{d2} = 0,958.$$

La perméance de fuites d'une encoche rotorique (la forme de l'encoche est indiquée sur la fig. 5-3,a) pour une encoche de: $h_1 = 38$ mm, $h_2 = 0,5$ mm, $h_3 = 1,5$ mm, $b_1 = 8,2$ mm, $b_2 = 1,5$ mm, $\lambda_{e2} = 2,24$ [formule (5-15a)], $\lambda_{f2} = 1,88$ [formule (5-22)].

La perméance de fuites différentielles:

$$\lambda_{d2} = \frac{3 \cdot 4 \cdot 0,958^2 \cdot 27,5}{\pi^2 \cdot 0,1 \cdot 1,6 \cdot 1,1} \cdot 0,008 = 1,4 \quad \text{[formule (5-27)]},$$

où le coefficient de fuites différentielles selon les courbes de la fig. 5-5 pour $q_2 = 4$ et $\beta_2 = 1,0$ est $k_d = 0,008$.

La somme des perméances de fuite $\Sigma\lambda_2 = 5,52$.

La réactance inductive de l'enroulement rotorique

$$x_2 = 4\pi \cdot 50 \cdot 1,26 \cdot 10^{-8} \frac{33,4 \cdot 24^2}{3 \cdot 4} 5,52 = 0,07 \text{ ohms} \quad \text{[formule (5-14)]},$$

La réactance inductive du circuit secondaire rapporée au circuit primaire.

$$x_2' = 0,07 \left(\frac{210 \cdot 0,91}{24 \cdot 0,958} \right)^2 = 4,7 \text{ ohms}.$$

Chapitre VI

ÉCHAUFFEMENT ET REFROIDISSEMENT DES MACHINES ÉLECTRIQUES TOURNANTES

6-1. Matériaux isolants utilisés dans la construction des machines électriques

Dans les machines électriques les pertes d'énergie électrique et mécanique se produisent par la transformation de ces formes de l'énergie en énergie thermique, ce qui échauffe certaines parties de la machine. Pour assurer la fiabilité des machines électriques, l'échauffement des différentes parties de la machine doit être limité.

La tâche la plus difficile et la plus importante est d'assurer la bonne tenue de l'isolation des enroulements, qui se dégrade pour des températures relativement peu élevées. Pour cette raison la charge admissible d'une machine est déterminée tout d'abord par la température admissible des isolants utilisés.

Les matériaux isolants utilisés dans la construction des machines électriques se divisent selon leur tenue à la chaleur en classes Y, A, E, B, F, H et C. A la classe Y appartiennent les matériaux fibreux en cellulose et soie non imprégnés et non plongés dans un isolant liquide ainsi que les autres matériaux correspondant à cette classe. La température qui caractérise la tenue à la chaleur des matériaux de la classe Y est de 90 °C. A la classe A appartiennent les matériaux fibreux en cellulose ou en soie imprégnés ou plongés dans un isolant liquide ainsi que les autres matériaux appartenant à cette classe. La tenue à la chaleur des matériaux de la classe A est de 105 °C. A la classe E appartiennent certaines pellicules organiques synthétiques ainsi que d'autres matériaux à tenue à la chaleur de 120 °C correspondant à cette classe. La classe B comprend les matériaux à base de mica (y compris les supports organiques), d'amiante et de fibre de verre utilisés avec des liants organiques et des compositions d'imprégnation ainsi que des matériaux analogues dont la tenue à la chaleur est égale à 130 °C. A la classe F (tenue à la chaleur de 155 °C) appartiennent les matériaux à base de mica, d'amiante et de fibre de verre combinés avec des liants et des compositions d'imprégnation synthétiques; à la classe H (tenue à la chaleur de 180 °C) appartiennent les matériaux à base de mica, d'amiante et de fibre de verre utilisés en combinaison avec les silicones. A la classe C (tenue à la chaleur supérieure à 180 °C) appartiennent le mica, les céramiques, le verre, le quartz utilisés sans liants organiques.

A chaque classe d'isolation correspond une certaine température limite admissible ϑ_{lim} en dessous de laquelle l'isolement reste efficace pendant un temps suffisamment long justifié par les conditions d'exploitation de la machine. L'expérience et les études faites montrent que, par exemple, la durée de service d'une isolation de la classe A peut être exprimée par la formule suivante :

$$t_{is} = A\varepsilon^{-\alpha\vartheta} = 7{,}15 \cdot 10^4 \cdot \varepsilon^{-0{,}088\vartheta}. \qquad (6\text{-}1)$$

Dans cette formule le temps t_{is} est exprimé en années; $A = 7{,}15 \cdot 10^4$ et $\alpha = 0{,}088$ sont des coefficients trouvés expérimentalement, ε est la base des logarythmes naturels et ϑ est la température de l'isolation en degrés centigrades.

On voit d'après cette formule que a) l'isolation en classe A restera efficace pendant 16 à 20 ans à une température limite $\vartheta = 95$ à 90 °C; b) pour chaque accroissement de 8 °C de la température de l'isolation en classe A la durée de service diminue de moitié. Si la durée de service de cette isolation pour $\vartheta = 95$ °C est de 16 ans, pour 110° cette durée est de 4 ans et pour 150° elle est réduite à quelques jours.

En ce qui concerne le mica, l'amiante et le verre à fibres fines qui forment la base de la classe B, la question est plus complexe. Ces matériaux peuvent supporter des hautes températures. Mais dans la construction des machines électriques ils sont utilisés sous forme de matériaux contenant des liants tels que vernis, compounds, résines, etc. Ces matériaux sont beaucoup plus sensibles à la température que l'isolant de base et de cette façon diminuent la durée de service de l'isolation. Les travaux en vue de créer les liants à plus grande résistance à la chaleur se poursuivent.

En plus de leur tenue à la chaleur, les isolants doivent satisfaire à plusieurs autres exigences dont les plus importantes sont a) une rigidité diélectrique élevée à la température ambiante normale, ainsi qu'à la température de service de la machine; b) une résistance mécanique élevée et une élasticité que le matériau doit conserver lors de l'action prolongée de l'échauffement de service (voir le tableau 6-1); c) des pertes diélectriques aussi petites que possibles à froid et à chaud; d) une résistivité élevée du matériau à chaud; e) un matériau qui doit être facilement traité; f) le prix du matériau doit être aussi bas que possible.

Ces exigences sont d'une importance d'autant plus grande que la puissance de la machine et sa tension nominale sont plus élevées.

Un accroissement excessif de la température peut également influer de façon négative sur les conditions mécaniques de travail de la partie donnée de la machine. Ainsi, le collecteur peut perdre sa forme géométrique régulière; les soudures entre l'enroulement d'induit et le collecteur peuvent se dégrader, les paliers peuvent être mis hors service, etc. Cependant, une bonne construction des

ensembles correspondants de la machine et une exploitation correcte permettent d'éviter ces difficultés.

De tout ce que nous venons de dire on ne doit pas en conclure qu'il faut construire des machines qui s'échauffent peu. Il n'est pas difficile de construire de telles machines si l'on admet de faibles charges électromagnétiques des matériaux actifs, mais de telles machines seraient lourdes et onéreuses et auraient un grand moment de giration. Pour cette raison une solution judicieuse du problème consiste à construire des machines avec un rendement nécessaire et une durée de service suffisante. Il faut avoir en vue que toutes les autres conditions restant les mêmes, la machine s'échauffera d'autant plus qu'elle sera moins bien refroidie et inversement; les problèmes du refroidissement des machines et en particulier le problème de leur ventilation sont liés à leur échauffement. Tout récemment ces problèmes sont devenus de première importance vu la tendance d'augmenter le degré d'utilisation d'une machine sans réduire ses caractéristiques.

Dans les paragraphes suivants de ce chapitre nous allons exposer des idées générales nécessaires à la compréhension des phénomènes d'échauffement et de refroidissement de toutes les machines électriques y compris les transformateurs. Les particularités de l'échauffement et du refroidissement des puissantes machines synchrones et des transformateurs seront examinées à part.

6-2. Températures limites admissibles et surélévations de température

La température ϑ dans une partie donnée d'une machine dépend non seulement des pertes qui s'y produisent mais aussi de la température ϑ_0 de l'agent refroidisseur (air, hydrogène, eau, etc.) utilisé pour le refroidissement de la machine. La différence

$$\vartheta - \vartheta_0 = \tau \qquad (6\text{-}2)$$

est la *surélévation de température* de la partie donnée de la machine par rapport à l'agent refroidisseur.

Pour assurer aux machines une durée de service nécessaire la Norme soviétique pour les machines électriques prévoit une température standard de l'agent refroidisseur ϑ_0 et les surélévations de température limites admissibles τ_{lim}.

La Norme soviétique considère l'air comme agent refroidisseur principal. En tenant compte du fait que dans les conditions réelles de fonctionnement d'une machine, la température de l'air peut varier entre de larges limites, la Norme soviétique admet comme température limite admissible de l'air de refroidissement

$$\vartheta_0 = +35\,°\mathrm{C}.$$

Tableau 6-1

Limites des surélévations de température admissibles pour la température standard de + 35°C de l'air de refroidissement

nos	Eléments des machines électriques	Matériaux isolants de la classe A		Matériaux isolants de la classe B		
		Mesure:				
		au thermomètre	de la résistance	au thermomètre	de la résistance	avec sondes placées entre les bobines dans une encoche
		°C (valeur maximale)				
1[1]	Enroulements à courant alternatif des machines synchrones et asynchrones de 5000 kVA et plus ou à longueur du noyau de 1 m et plus	—	—	—	80	85
2[2,3]	a) Enroulements à courant alternatif des machines à puissance inférieure à 5000 kVA et à longueur du noyau inférieure à un mètre					
	b) Enroulements d'excitation (à plusieurs étages) des machines à courant continu et à courant alternatif à excitation par courant continu sauf ceux indiqués aux nos 3 et 4 de ce tableau	60	65	75	85	—
	c) Enroulements d'induit connectés au collecteur					
3	a) Enroulements d'excitation à une rangée	70	70	95	95	—
	b) Enroulements à barres rotoriques des machines asynchrones à nombre de barres par encoche ne dépassant pas deux	—	70	—	95	
4[2]	Enroulements d'excitation à faible résistance comportant plusieurs étages et enroulements de compensation	65	65	85	85	
5	Enroulements isolés fermés sur eux-mêmes	65	—	85	—	—
6	Enroulements non isolés fermés sur eux-mêmes	La surélévation de température de ces parties ne doit pas atteindre des valeurs présentant un danger d'endommagement des matériaux isolants ou autres				

nos	Eléments des machines électriques	Matériaux isolants de la classe A		Matériaux isolants de la classe B		
		Mesure:				
		au thermomètre	de la résistance	au thermomètre	de la résistance	avec sondes placées entre les bobines dans une encoche
		°C (valeur maximale)				
7	Noyaux d'acier et autres pièces qui ne sont pas en contact avec les enroulements					
8	Noyaux d'acier et autres pièces en contact avec les enroulements	65 °C si le matériau isolant des enroulements est de classe A et 85 °C si le matériau isolant appartient à la classe B et pour l'isolement des tôles de fer on a utilisé le vernis correspondant				
9	Bagues collectrices protégées ou non protégées	70	—	90	—	—
10[4]	Collecteurs	65	—	85	—	—

[1] Pour les enroulements des machines synchrones dont la tension nominale dépasse 11 000 V, les surélévations de température limites admissibles doivent être abaissées de 1 °C pour chaque 1000 V au-dessus de 11 000 V.

[2] La simultanéité des mesures de la surélévation de température par la méthode du thermomètre ou la méthode de mesure de la résistance n'est pas nécessaire. Si en plus des valeurs obtenues par la méthode de résistance on désire avoir les valeurs au thermomètre (ou à la sonde thermique incorporée), la surélévation de température admissible mesurée au thermomètre (ou à la sonde thermique) placé au point le plus chaud ne doit pas dépasser 70 °C si l'enroulement est isolé en classe A et 90 °C si l'enroulement est isolé en classe B.

[3] Les limites de surélévation de température indiquées pour ces enroulements et mesurées par la méthode de résistance peuvent être accrues de 5 °C pour les machines fermées à tension ne dépassant pas 1500 V.

[4] L'indication de la classe du matériau isolant se rapporte à l'isolation de l'enroulement connecté au collecteur.

Les surélévations de température limites $\tau_{1\mathrm{lim}}$ sont prévues par la Norme soviétique pour les enroulements isolés avec des matériaux des classes A et B ainsi que pour d'autres parties de la machine généralement non isolées, en fonction de la méthode de mesure de la température (tableau 6-1). Généralement on emploie : a) la méthode du thermomètre, b) la méthode de résistance et c) la méthode de sondes thermiques incorporées.

La méthode du thermomètre est simple et donne des résultats suffisamment sûrs mais elle ne permet pas de mesurer la température des parties intérieures, c'est-à-dire les plus chaudes de la machine.

La méthode de résistance est utilisée pour la mesure de la température des enroulements mais elle permet seulement de déterminer la valeur moyenne de la température.

Comme sondes thermiques on utilise les couples thermo-électriques ou les thermomètres à résistance placés lors de la fabrication ou lors des essais dans l'enroulement ou dans d'autres parties de la machine aux endroits où on peut prévoir la température maximale. Cette méthode donne les résultats les plus exacts mais elle est plus compliquée que les autres.

La température limite admissible ϑ_{lim} pour les matériaux isolants des classes A et B est la somme $\tau_{\text{lim}} + \vartheta_0 = \tau_{\text{lim}} + 35°$.

Pour les classes F et H les surélévations de température maximales admissibles pour les turbo-alternateurs, les alternateurs hydrauliques et les compensateurs synchrones sont indiquées dans les Normes correspondantes. Les surélévations de température pour les isolants de la classe C ne sont pas normalisées.

Les machines électriques doivent être étudiées et fabriquées de façon telle qu'à charge nominale les surélévations de température se trouvent dans les limites indiquées. Si dans les conditions réelles la température du milieu ambiant est supérieure à 35 °C, la charge de la machine doit être abaissée en conséquence. Si pendant certaines périodes de service (par exemple, en hiver) la température du milieu ambiant est inférieure à 35 °C cela n'est pas une raison suffisante pour charger la machine au-dessus de sa puissance nominale sauf en cas d'urgence.

6-3. Transmission de la chaleur dans les machines électriques

La transmission de la chaleur d'une partie de la machine aux autres et au milieu ambiant a lieu par conductibilité thermique, rayonnement et convection.

a) La transmission de la chaleur par conductibilité thermique dans les machines électriques concerne surtout la transmission de la chaleur à l'intérieur des corps solides (cuivre, fer, isolant) tandis que dans les gaz (air, hydrogène) et les liquides (huile, eau) c'est la convection qui joue le rôle principal.

Lorsqu'on dispose de deux surfaces parallèles (par exemple, le cuivre de l'enroulement et la paroi de l'encoche) ayant chacune une aire S et où les températures ϑ_1 et ϑ_2 à chaque surface sont constantes, par le milieu qui sépare ces surfaces (dans le cas considéré il s'agit de l'isolation) en une unité de temps est transmise une quantité de chaleur

$$Q = \frac{\lambda_{\text{int}} S}{\delta} (\vartheta_1 - \vartheta_2), \qquad (6\text{-}3)$$

où δ représente la distance entre les surfaces considérées (en l'occurrence, l'épaisseur de l'isolation) et λ_{int}, le coefficient de conduc-

tibilité thermique du milieu intermédiaire numériquement égal à la quantité de chaleur transmise par unité d'air et en unité de temps pour une différence de températures de 1° C et une distance entre les surfaces égale à une unité de longueur.

Dans le tableau 6-2 on trouvera les valeurs du coefficient de conductibilité thermique de certains matériaux ainsi que les poids spécifiques et les capacités calorifiques correspondants.

Tableau 6-2

Conductibilité thermique et capacité calorifique de certains matériaux

Matériaux	Densité, g/cm³	Capacité calorifique, $\frac{W \cdot s}{degré \cdot kg}$	Coefficient de conductibilité thermique, W/degré·cm
Cuivre rouge	8,9	388	3,85
Aluminium	2,55	880	2,05
Acier magnétique:			
nuance Э1	7,8	460	0,46
nuance Э2	7,75	—	0,32
nuance Э3	7,65	—	0,25
nuance Э4	7,6	480	0,20
Laiton	8,6	386	1,0
Amiante	2,5	818	0,0019
Mica	3	813	0,0036
Micafolium	2,3	880	0,0012—0,0017
Ruban micacé	2,4	1050	0,0015—0,006
Tissu vernis	—	—	0,002
Tissu coton	1,48	1520	0,0007
Carton isolant	1,15	1760	0,0017
Papier	0,9	1680	0,0012
Huile pour transformateurs	0,95	1800	0,0016
Eau	1	4184	0,0063
Air, 20 °C	0,0012	1000	0,00025
Hydrogène	0,000084	980	0,00175
Isolant classe A	1,3	1470	0,0012
Isolant classe B (continu)	2,3	1170	0,0015—0,002
Tôles d'acier (à travers les tôles)	—	—	0,01

Si, par exemple, les pertes dans l'enroulement sont telles que par cm² d'isolation est transmis 0,25 W et l'isolation (classe A) a une épaisseur de 0,5 mm = 0,05 cm, la différence de températures dans l'isolation est

$$\tau_{18} = \vartheta_1 - \vartheta_2 = \frac{Q\delta}{\lambda_{int} S} = \frac{0,25 \cdot 0,05}{0,0012 \cdot 1} = 10,4 \text{ °C}.$$

b) Transmission de la chaleur par rayonnement. Pour un corps parfaitement noir la loi de Stephan-Bolzman est applicable:

$$q_r = \alpha_r (\theta_1^4 - \theta_0^4), \tag{6-4}$$

où q_r représente la quantité de chaleur émise par unité de surface du corps considéré en une unité de temps;

α_r le coefficient de rayonnement;

θ_1 et θ_0 sont respectivement les températures absolues de la surface rayonnante et du milieu ambiant.

D'après les données expérimentales on peut admettre que $\alpha_r = 5{,}65 \cdot 10^{-8}$ W/degré^{4}m^2. Pour les corps qui ne sont pas parfaitement noirs ce coefficient diminue et le degré de cette diminution dépend de la surface rayonnante. Ainsi, pour les surfaces des pièces en fonte ou en acier et l'isolation vernie la diminution est comprise entre 3 et 10%. En admettant par précaution le chiffre de 15%, on obtient:

$$q_r = 4{,}8 \cdot \left[\left(\frac{\theta_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{\theta_0}{100}\right)^4\right], \tag{6-5}$$

q_r y est exprimé en W/m^2. Mais,

$$\left(\frac{\theta_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{\theta_0}{100}\right)^4 = \frac{\theta_1 - \theta_0}{100}\left[\left(\frac{\theta_1}{100}\right)^3 + \left(\frac{\theta_1}{100}\right)^2\left(\frac{\theta_0}{100}\right) + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{\theta_1}{100}\right)\left(\frac{\theta_0}{100}\right)^2 + \left(\frac{\theta_0}{100}\right)^3\right].$$

La différence $\theta_1 - \theta_0 = (273 + \vartheta_1) - (273 + \vartheta_0) = \vartheta_1 - \vartheta_0 = \tau$ représente la surélévation de température du corps. En ce qui concerne la somme entre parenthèses, elle varie relativement peu entre les limites de température généralement admises pour les machines électriques. Pour cette raison on peut écrire la formule (6-5) sous la forme suivante:

$$q_r = \lambda_r \tau, \tag{6-6}$$

où λ_r est le coefficient de rayonnement transformé mesuré en W par m^2 lorsque la surélévation de température $\tau = 1°$.

A la différence du coefficient α_r, le coefficient λ_r dépend des températures θ_1 et θ_0 et par conséquent n'a pas une valeur constante. Dans le tableau 6-3 on notera les valeurs de λ_r en fonction de la surélévation de température du corps et de la température du milieu ambiant ϑ_0. On peut admettre qu'en moyenne pour les machines électriques refroidies à l'air $\tau = 40°$ et $\vartheta_0 = 20°$. On a alors:

$$\lambda_r = 6 \text{ W/degré} \cdot \text{m}^2.$$

La quantité totale de chaleur émise par la surface sera:

$$Q_r = \lambda_r S \tau. \tag{6-7}$$

Tableau 6-3

Coefficient de rayonnement

$\lambda_r = f(\tau, \vartheta_0)$

τ [°C]	ϑ [°C]		
	10	20	30
5	4,63	5,03	5,55
20	4,91	5,42	5,98
40	5,44	6,05	6,59
80	6,67	7,30	7,98

c) Transmission de la chaleur par convection. Les particules de liquide ou de gaz en contact avec un corps chaud deviennent plus légères et montent en cédant leur place à d'autres particules qui ne sont pas encore chaudes. Ces dernières à leur tour s'échauffent, montent et ainsi de suite. Nous appellerons ce phénomène *convection naturelle* à la différence de la *convection artificielle* qui est créée par circulation forcée du milieu réfrigérant, par exemple par le soufflage d'air à l'aide d'un ventilateur sur la surface à refroidir.

Examinons d'abord la convection naturelle.

De façon analogue à la formule (6-6), on peut exprimer la quantité de chaleur évacuée par convection d'une unité de surface sous une forme suivante:

$$q_c = \lambda_c \tau, \tag{6-8}$$

où λ_c est le coefficient de transmission de chaleur par convection égal à la quantité de chaleur évacuée depuis une unité de surface pour une surélévation de température de 1° C et τ est la surélévation de température de la surface refroidie par rapport à la température du milieu réfrigérant.

D'après les données expérimentales, on a:

$$\lambda_c = C_c \sqrt[4]{\frac{\tau}{H}}, \tag{6-9}$$

où C_c est une certaine constante qui varie dans des limites assez larges en fonction des conditions expérimentales et H est la hauteur de la surface en mètres.

Pour les valeurs moyennes de C_c, τ et H des machines électriques et des transformateurs on peut admettre que pour la convection de l'air on a

$$\lambda_c = 8 \text{ W/degré}\cdot\text{m}^2.$$

La quantité totale de chaleur évacuée par convection depuis la surface S sera:

$$Q_c = \lambda_c S \tau. \tag{6-10}$$

Selon les formules (6-7) et (6-10) la quantité de chaleur évacuée depuis la surface par rayonnement et par convection est:

$$Q = \lambda_{rc} S \tau, \qquad (6\text{-}11)$$

où

$$\lambda_{rc} = \lambda_{r} + \lambda_{c}$$

est le coefficient de transmission de chaleur par rayonnement et par convection qui dans les conditions moyennes est égal à 14 W/degré·m².

Les formules (6-7) et (6-10) ou (6-11) sont adoptées pour les calculs de la surélévation de température lorsque la convection forcée est inexistante, par exemple, depuis la surface non soufflée d'une cuve de transformateur.

Dans les machines électriques les conditions de dispersion de la chaleur par rayonnement et par convection ne sont pas les mêmes pour différentes surfaces. Dans les machines ventilées modernes l'évacuation de la chaleur par convection forcée est tellement supérieure à l'évacuation de la chaleur par rayonnement que généralement on néglige ce dernier.

d) Transfert de la chaleur depuis les surfaces soufflées. Il faut distinguer deux cas: a) transfert de la chaleur depuis une surface découverte soufflée et b) transfert de la chaleur depuis une surface fermée soufflée. Pour le premier cas on peut prendre à titre d'exemple le refroidissement de la surface extérieure du'n collecteur d'une machine du type ouvert et le refroidissement de la cuve d'un transformateur et pour le deuxième cas on peut prendre toujours à titre d'exemple le refroidissement de la surface des canaux dans les machines à ventilation intérieure. L'accroissement du transfert de la chaleur dans ces conditions a lieu pratiquement uniquement grâce à l'accroissement de la convection. L'étude de cette question est rendue difficile par la diversité des machines électriques et le caractère complexe des phénomènes aérodynamiques dans les canaux intérieurs et les cavités de la machine. Pour cette raison on calcule l'accroissement du transfert de chaleur lors du soufflage des surfaces découvertes en se servant de formules expérimentales. L'une de ces formules les plus répandues a la forme suivante:

$$\lambda_c' = \lambda_c \left(1 + c_a \sqrt{v}\right), \qquad (6\text{-}12)$$

où λ_c' est le coefficient de transfert de chaleur depuis la surface soufflée;

λ_c est le coefficient de transfert de chaleur depuis la surface soufflée à convection naturelle;

v est la vitesse relative de l'air et de la surface refroidie en m/s et

c_a est un coefficient empirique.

Si le soufflage est uniforme sur toute la surface du corps à réfrigérer expérimentalement on a : $c_a \approx 1,3$; pour un soufflage non uniforme le coefficient c_a diminue jusqu'à 0,5 environ, par exemple pour les carcasses des moteurs de traction.

6-4. Théorie de l'échauffement d'un corps solide

Bien qu'une machine électrique comprenne plusieurs parties qui diffèrent par leurs propriétés physiques, on peut prendre comme base de l'analyse du phénomène de son échauffement la théorie de l'échauffement d'un corps solide parfait (corps homogène à dispersion uniforme de la chaleur depuis toute la surface et à conductibilité de chaleur infiniment grande).

Soit Q le nombre d'unités de chaleur dégagées par unité de temps dans un corps. La quantité d'énergie thermique dégagée dans le corps durant un intervalle de temps infiniment petit dt est égale à Qdt.

Si pendant ce laps de temps la température du corps s'est accrue de $d\tau$ degrés, la quantité d'énergie thermique absorbée par le corps sera $Gc\,d\tau$, où G est la masse du corps et c sa capacité calorifique.

Si au cours de l'échauffement du corps la température de sa surface s'est accrue par rapport au milieu ambiant de τ degrés, la quantité d'énergie thermique dissipée par le corps dans l'espace environnant par rayonnement, convection et conductibilité de chaleur pendant le temps dt sera $S\lambda\tau\,dt$, où S est l'aire de la surface du corps et λ est le coefficient de transfert de chaleur depuis la surface.

La différence entre la quantité d'énergie thermique dégagée dans le corps $(Q\,dt)$ et la quantité d'énergie thermique dissipée par le corps dans l'espace environnant $(S\lambda\tau\,dt)$ sera employée pour accroître la température du corps. Pour cette raison on peut écrire l'équation différentielle fondamentale de l'échauffement sous la forme suivante :

$$Q\,dt - S\lambda\tau\,dt = Gc\,d\tau. \qquad (6\text{-}13)$$

La quantité d'énergie thermique dissipée depuis la surface du corps augmente avec la surélévation de température τ et pour cette raison c'est la partie de l'énergie thermique qui provoque l'accroissement de la température du corps qui diminue. Pour cette raison le phénomène d'échauffement commence à ralentir progressivement. Lorsque la différence de températures atteindra la valeur finale de surélévation de température τ_f pour laquelle toute la quantité de l'énergie thermique dégagée dans le corps sera dépensée pour la dissipation de chaleur depuis la surface de ce corps, la température du corps cessera de croître $(d\tau = 0)$ et un état thermique permanent commencera. Dans ce cas l'équation (6-13) se transforme en équation

$$Q\,dt - S\lambda\tau_f\,dt = 0,$$

d'où

$$\tau_f = \frac{Q}{S\lambda}. \qquad (6\text{-}14)$$

De cette façon la surélévation de température finale permanente τ_f est proportionnelle au flux thermique Q et inversement proportionnelle à la surface du corps S et au coefficient de transfert de chaleur λ et ne dépend pas de la capacité thermique du corps c et de sa masse G.

Divisons (6-13) par $S\lambda$ et posons

$$T = \frac{Gc}{S\lambda}. \qquad (6\text{-}15)$$

On obtient alors:

$$(\tau_f - \tau)\, dt = T\, d\tau$$

ou

$$\frac{dt}{T} = \frac{d\tau}{\tau_f - \tau}. \qquad (6\text{-}16)$$

En partant des formules (6-14) et (6-15) on peut donner à l'expression de T la forme suivante:

$$T = \frac{Gc\tau_f}{Q}. \qquad (6\text{-}17)$$

On voit d'après (6-17) que T représente le temps durant lequel un corps de masse G et de capacité thermique c s'échauffe de τ_f si le flux thermique dégagé dans ce corps est égal à Q et s'il n'y a aucune dissipation de chaleur depuis la surface du corps. Voilà pourquoi la grandeur T est appelée *constante de temps d'échauffement*. Selon (6-15) la constante de temps d'échauffement T est proportionnelle à la capacité calorifique totale du corps Gc, inversement proportionnelle à la dissipation totale de la chaleur depuis sa surface $S\lambda$ et ne dépend pas de la valeur du flux thermique Q.

Vu que le volume d'un corps croît proportionnellement au cube des dimensions linéaires et la surface au carré, sa constante de temps croît linéairement, toutes les autres conditions étant les mêmes. Pour cette raison les grosses machines ont aussi une constante de temps d'échauffement plus grande. Plus la ventilation est importante, plus la constante de temps d'échauffement diminue (λ croît). La constante de temps d'échauffement des machines électriques normales est comprise entre 0,5 et 4 heures.

L'intégration de (6-16) donne pour l'intégrale générale l'expression:

$$\frac{t}{T} = -\ln(\tau_f - \tau) + C, \qquad (6\text{-}18)$$

où C est la constante d'intégration qui est déterminée par les conditions initiales.

Si à l'instant initial $t = 0$ le corps a une surélévation de température initiale par rapport au milieu ambiant τ_0, on a selon (6-18):

$$C = \ln (\tau_f - \tau_0).$$

En introduisant la valeur de C dans (6-18) on a:

$$\frac{t}{T} = \ln \frac{\tau_f - \tau_0}{\tau_f - \tau},$$

d'où on trouve définitivement pour la surélévation de température τ comme fonction de temps l'expression suivante:

$$\tau = \tau_f (1 - \varepsilon^{-\frac{t}{T}}) + \tau_0 \varepsilon^{-\frac{t}{T}}. \qquad (6\text{-}19)$$

Si à l'instant initial $t = 0$ la surélévation de température initiale $\tau_0 = 0$, l'équation (6-19) se simplifie:

$$\tau = \tau_f (1 - \varepsilon^{-\frac{t}{T}}). \qquad (6\text{-}20)$$

Pour $t = 0$, l'équation (6-20) donne $\tau = 0$ et pour $t = \infty$ on aura $\tau = \tau_f$.

La formule (6-19) permet également de déduire la loi de refroidissement d'un corps chauffé jusqu'à la surélévation de température τ_0. En effet, si la chaleur n'est pas dégagée dans le corps ($Q = 0$) on a selon (6-14) $\tau_f = 0$ et de (6-19) on tire:

$$\tau = \tau_0 \varepsilon^{-\frac{t}{T}}. \qquad (6\text{-}21)$$

Selon (6-19), (6-21), l'échauffement et le refroidissement d'un corps obéissent à une loi exponentielle. Sur la fig. 6-1, *a* les courbes *1* et *2* représentent les courbes d'échauffement du corps $\tau = f(t)$ pour $\tau_0 \neq 0$ et pour $\tau_0 = 0$, et la courbe *3* représente la courbe de refroidissement du corps $\tau = f(t)$. Pour les laps de temps $t = T, 2T, 3T, \ldots$ la courbe *2* varie conformément aux données du tableau 6-4.

Tableau 6-4

Phénomène d'échauffement d'un corps solide

t	T	$2T$	$3T$	$4T$
$\frac{\tau}{\tau_f}$	0,632	0,865	0,950	0,982

Comme le montre le tableau 6-4, le corps atteint une surélévation de température permanente τ_f pendant un laps de temps égal à quatre constantes de temps de l'échauffement.

D'après les courbes d'échauffement on peut déterminer graphiquement la constante de temps T. Pour prouver cela prenons la dérivée de l'équation (6-19) par rapport à t. On obtient:

$$\frac{d\tau}{dt}=\frac{(\tau_f-\tau_0)}{T}\,\varepsilon^{-\frac{t}{T}}.$$

Mais selon la même équation (6-19)

$$(\tau_f-\tau_0)\,\varepsilon^{-\frac{t}{T}}=\tau_f-\tau.$$

Pour cette raison

$$\frac{d\tau}{dt}=\frac{\tau_f-\tau}{T}$$

ou

$$T=(\tau_f-\tau):\frac{d\tau}{dt}.$$

Cette expression est la relation de départ pour la détermination graphique de T.

Examinons maintenant (fig. 6-1, *a*) le triangle ABC où AC est une portion de la tangente à la courbe d'échauffement en un certain point A qui correspond aux valeurs de t et τ.

Pour ce triangle on a:

$$BC=AB:\mathrm{tg}\angle BCA.$$

Mais

$$AB=\tau_f-\tau,$$

et

$$\angle BCA=\angle CAD$$

est l'angle d'inclinaison de la tangente dont la tangente de l'angle est égale à la dérivée de la fonction au point donné, c'est-à-dire:

$$\mathrm{tg}\angle BCA=\frac{d\tau}{dt}.$$

Il résulte de la comparaison des relations obtenues que sur la fig. 6-1, *a* $BC=T$, c'est-à-dire qu'on peut déterminer la constante d'échauffement T comme étant la sous-tangente BC (fig. 6-1, *a*) coupée par la tangente à la courbe d'échauffement en un point quelconque sur la droite BCM de la surélévation de température finale. En particulier, on peut aussi déterminer T en traçant une tangente à la courbe d'échauffement ou de refroidissement au point $t=0$ (fig. 6-1, *a*).

En utilisant les propriétés d'une fonction exponentielle on peut aussi déterminer graphiquement la surélévation finale de la température τ_f d'après une portion déterminée de la courbe d'échauffement ou de refroidissement. Nous allons montrer cela en partant de l'expression pour la dérivée $\frac{d\tau}{dt}$, obtenue plus haut.

De l'expression indiquée on tire :

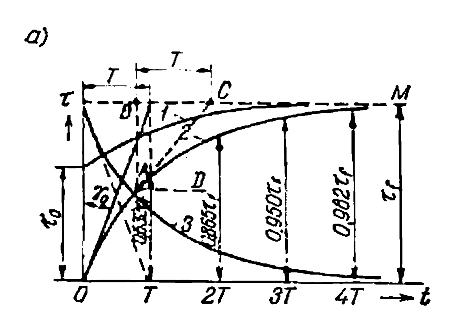
$$\tau_f - \tau = T \frac{d\tau}{dt}.$$

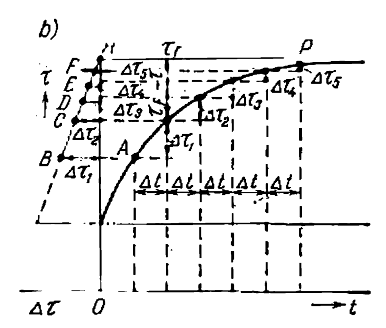
Remplaçons la dérivée $\frac{d\tau}{dt}$ par le rapport des petits accroissements finis $\Delta\tau/\Delta t$ en adoptant $\Delta t = \text{const}$.

On a alors

$$\tau_f - \tau = \frac{T}{\Delta t} \Delta\tau = k\Delta\tau,$$

c'est-à-dire que la différence $\tau_f - \tau$ pour $\Delta t = \text{const}$ est une fonction linéaire de l'accroissement $\Delta\tau$.





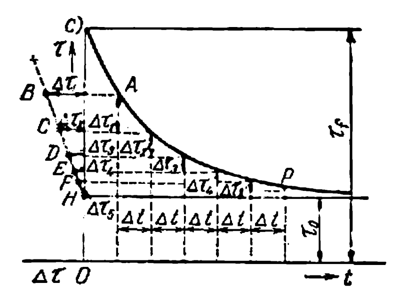


Fig. 6-1. Courbe d'échauffement et de refroidissement d'un corps solide parfait.

Il en résulte la construction suivante pour la détermination de τ_f (fig. 6-1, *b*). On prend une portion de la courbe d'échauffement *AP* et, en divisant la portion du temps qui lui correspond en intervalles égaux

$$\Delta t_1 = \Delta t_2 = \Delta t_3 = \ldots = \Delta t,$$

on trouve les accroissements de température $\Delta\tau_1$, $\Delta\tau_2$, $\Delta\tau_3$, . . ., etc. qui leur correspondent. En marquant sur l'axe des abscisses à gauche de l'origine des coordonnées les accroissements obtenus $\Delta\tau$ pour les valeurs correspondantes des différences $\tau_f - \tau_1$, $\tau_f - \tau_2$, $\tau_f - \tau_3$, . . . etc., et en traçant par les extrémités *B*, *C*, *D*, *E*, *F* des segments $\Delta\tau_1$, $\Delta\tau_2$, $\Delta\tau_3$, . . . une droite jusqu'à l'intersection avec l'axe des ordonnées au point *H*, on trouve la valeur finale de

la surélévation de température:

$$\tau_f = OH.$$

De la même façon on peut faire la construction requise lors de la recherche de la température finale pour la courbe de refroidissement (fig. 6-1, *c*).

Vu les erreurs dues au traçage et aux écarts des courbes d'échauffement de la fonction purement exponentielle, on utilise les constructions indiquées lorsque le domaine d'extrapolation n'est pas trop grand.

Théoriquement la constante de temps d'échauffement T de la partie donnée de la machine reste constante. Mais en réalité elle varie un peu. Cela s'explique surtout par l'inconstance des coefficients λ_r et λ_c. En effet, avec l'accroissement de la température les pertes dans les enroulements augmentent tandis que les pertes dans les paliers diminuent. De plus, lorsque l'air passe par les canaux de ventilation il s'échauffe et la température du milieu réfrigérant n'est pas la même pour les différentes parties de la surface à refroidir.

Cependant, l'expérience montre que le processus d'échauffement des corps réels obéit assez bien à la loi d'échauffement d'un corps parfait si leur conductibilité de chaleur est suffisamment grande (métaux) et si la vitesse de dégagement de la chaleur est suffisamment modérée, c'est-à-dire dans le domaine de charges normales des machines électriques.

6-5. Principaux services nominaux d'une machine électrique

Selon la Norme soviétique on admet trois services nominaux de travail des machines électriques en fonction de la nature du travail et de sa durée: a) service continu b) service temporaire et c) service intermittent.

Le service d'une machine est dit *continu* si la période de travail est tellement grande que les températures de toutes les parties de la machine atteignent des valeurs pratiquement permanentes, la température de l'air de refroidissement étant constante. La machine peut marcher alors indéfiniment à condition que la surchauffe de ses éléments ne dépasse pas les limites fixées par la Norme et indiquées pour certains cas au § 6-1.

Le service *temporaire* est un service pendant lequel la machine travaille un certain temps déterminé, indiqué sur sa plaque signalétique, et la surélévation de température de ses différentes parties ne doit pas dépasser les limites admises par la Norme. La période de travail de la machine est tellement courte que la surélévation de la température de la machine, la température de l'air ambiant étant constante, n'atteint pas une valeur permanente et la période de repos ou de marche sans charge est tellement grande que pratiquement la machine se refroidit.

Les durées du service temporaire établies par la Norme sont de 15, 30, 60 et 90 minutes.

Le service *intermittent* est un service où les courtes périodes de travail alternent avec des pauses, c'est-à-dire avec des courtes périodes d'arrêt ou de marche à vide.

Le service intermittent est caractérisé par le facteur de marche par lequel on entend le rapport de la durée d'une période de travail à la durée du cycle (période de travail plus pause). Ce facteur de marche est indiqué sur la plaque signalétique.

En service intermittent la machine peut travailler avec un facteur de marche indiqué sur la plaque signalétique autant qu'on veut mais les surélévations de température de ses différentes parties ne doivent pas être supérieures aux limites admises par la Norme.

Les facteurs de marche fixés par la Norme sont de 15, 25, 40 et 60% ; on admet alors que pendant la pause, la machine est au repos et que la durée d'un cycle ne dépasse pas 10 minutes.

6-6. Echauffement de la machine en régime continu

La plupart des machines électriques sauf les machines de traction sont destinées à travailler en régime continu. De plus, le calcul des surélévations de température en service continu est pris comme base du calcul des surélévations de température en régime temporaire et en régime intermittent. Pour cette raison le calcul thermique du service continu est le principal.

Les calculs thermiques des machines électriques sont assez complexes et sont examinés en détail dans le cours de construction des machines électriques. Nous indiquerons ici seulement la marche de calcul pour le service continu lorsque les surélévations de température atteignent des valeurs permanentes.

Le calcul des caractéristiques électriques fait connaître les valeurs des pertes dans les différentes parties de la machine. D'après le schéma de construction de la machine on établit les directions des flux thermiques et les quantités de chaleur dégagées par les surfaces refroidies. On détermine la vitesse de l'air, le coefficient de transfert de chaleur et les aires des surfaces refroidies et on trouve : a) d'après la formule (6-3) la différence de températures dans l'isolation de l'enroulement τ_{is} ; b) d'après la formule (6-11) la surélévation de température de la surface refroidie par rapport au milieu réfrigérant τ_{s0}.

De plus, il faut tenir compte d'un échauffement moyen du milieu ambiant $\Delta\tau_{0\ moy}$ à cause du mouvement des gaz ou des liquides dans les canaux de la machine.

La surélévation de température de l'enroulement par rapport à la température de l'agent réfrigérant qui arrive dans la machine

$\tau_{en\,0}$ est exprimée par la somme

$$\tau_{en\,0} = \tau_{is} + \tau_{s0} + \Delta\tau_{0\,moy}. \tag{6-22}$$

Les valeurs obtenues des surélévations de température ne doivent pas être supérieures aux valeurs admises par la Norme soviétique.

Vu les phénomènes aérodynamiques complexes ayant lieu dans la machine, on arrive à déterminer les vitesses de l'agent réfrigérant des différentes surfaces et les coefficients correspondants de transfert de chaleur seulement de façon approximative. Il est difficile d'établir de façon suffisamment exacte les directions et les valeurs des différents courants thermiques dans la machine. Pour cette raison le calcul thermique donne des résultats suffisamment précis lorsqu'on dispose des données expérimentales suffisantes.

6-7. Echauffement en service temporaire

Pour déterminer les surélévations de température des différentes parties d'une machine τ_t en service temporaire, on détermine d'abord par la méthode indiquée précédemment la surélévation de température τ_f comme si la machine travaillait de façon continue à la puissance donnée et on établit les constantes de temps d'échauffement T. Connaissant la durée du service temporaire t_t on peut déterminer les surélévations de température obtenues pour ce service d'après la formule (6-20):

$$\tau_t = \tau_f \left(1 - \varepsilon^{-\frac{t_t}{T}}\right). \tag{6-23}$$

Les valeurs de τ_t doivent se trouver dans les limites indiquées par la Norme soviétique.

Il est évident que $\tau_f > \tau_t$ et en comparaison avec le service continu la valeur admissible de τ_f peut être

$$\frac{\tau_f}{\tau_t} = \frac{1}{1 - \varepsilon^{-\frac{t_t}{T}}}$$

fois plus grande. Les valeurs des pertes admissibles dans la machine peuvent être autant de fois plus grandes. Pour cette raison pour les dimensions données, les puissances des machines prévues pour un service temporaire sont plus grandes que celles des machines destinées à travailler en service continu.

6-8. Echauffement en service intermittent

Admettons qu'une machine froide commence à travailler en service intermittent. Soit t_a le temps de travail et t_b le temps de pause.

L'échauffement de la machine pendant la première période de travail suit la portion *Oa* de la courbe d'échauffement *I* de la fig. 6-2

qui peut être tracée lorsqu'on connaît la constante de temps d'échauffement T_a et la surélévation permanente de température τ_f lorsque la machine fonctionne en service continu à la puissance donnée.

Ensuite, une pause arrive et la machine commence à se refroidir. Le refroidissement se fait parallèlement à la portion $A'B'$ de la courbe *II* (figure 6-2). On peut également tracer cette courbe lorsqu'on connaît τ_f et la constante de temps T_b lors du refroidissement. Si les conditions de ventilation pendant la pause sont les mêmes que lors de la période de travail, les constantes de temps des courbes *I*, *II* de la fig. 6-2 sont les mêmes. Si, par exemple, pendant la

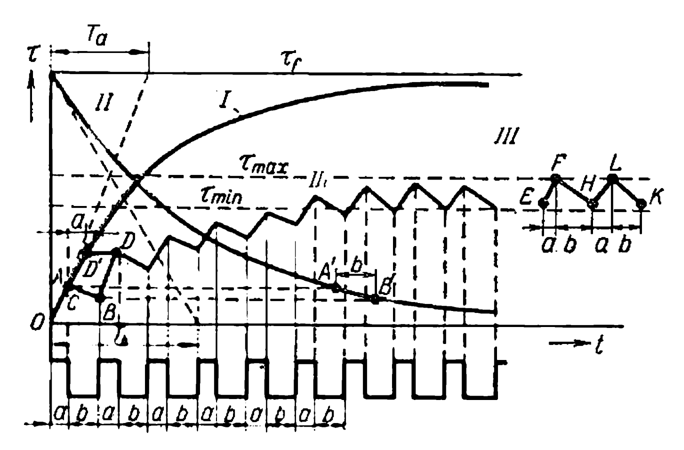


Fig. 6-2. Courbe d'échauffement lors d'une charge intermittente.

pause la machine est arrêtée et n'est pas ventilée, la constante de temps de la courbe *II* est plus grande que celle de la courbe *I*.

Pendant le deuxième cycle de travail et les cycles suivants l'échauffement se fait parallèlement aux portions correspondantes de la courbe *I* et le refroidissement se fait parallèlement aux portions correspondantes de la courbe *II*. Il en résulte la courbe en zigzag *III* (en traits gras sur la fig. 6-2).

Au bout d'un certain temps, le régime devient pratiquement permanent et la surélévation de température de la machine oscille entre τ_{max} et τ_{min}.

Nous voyons que τ_{max} est inférieur à τ_f en service continu. Lorsque le service est intermittent on peut admettre dans la machine, pour les mêmes dimensions et les mêmes conditions de ventilation, des pertes $\tau_f : \tau_{max}$ fois plus grandes et par conséquent une puissance plus grande. Lorsqu'on veut utiliser en service intermittent une machine destinée au service continu on peut augmenter sa puissance, à condition que d'autres facteurs de travail de la machine, comme, par exemple, la commutation ou le couple, le permettent.

6-9. Ventilation des machines électriques

Selon le mode de refroidissement on distingue:

a) les machines à refroidissement naturel où tout dispositif spécial de refroidissement est absent;

b) les machines à autoventilation intérieure dont le refroidissement est assuré par des ventilateurs ou d'autres dispositifs spéciaux formant bloc avec la partie tournante de la machine;

c) les machines à autoventilation extérieure, c'est-à-dire les machines dont la surface extérieure est refroidie par autoventilation, tandis que les parties actives de la machine sont protégées contre l'accès de l'air extérieur;

d) les machines à refroidissement indépendant où le gaz ou le liquide réfrigérant est envoyé par un dispositif spécial installé hors de la machine, par exemple, par un ventilateur ou une pompe.

La plupart des machines sont refroidies à l'air. Le poids spécifique de l'air $\gamma = 1{,}1$ kg/m³ et sa chaleur spécifique $c = 1000$ W·s/degrés·kg. Dans les machines normales la surélévation de température de l'air sortant de la machine par rapport à celle de l'air entrant $\tau_s = 18$ à 27 °C. A partir de ces données, la consommation d'air par kW de pertes dans la machine est

$$V = \frac{1000}{\gamma \tau_s c} = \frac{1000}{1{,}1\,(18 \text{ à } 27)\cdot 1000} = 0{,}033 \text{ à } 0{,}05 \text{ m}^3/\text{s},$$

ou 2 à 3 m³/mn. La ventilation doit assurer le passage par la machine de la quantité d'air requise avec des pertes par ventilation minimales et le refroidissement efficace des parties de la machine les plus chaudes.

Examinons sommairement les propriétés caractéristiques des différents modes de refroidissement.

a) Machines à refroidissement naturel. A l'heure actuelle les machines à refroidissement naturel sont surtout celles de faible puissance, de plusieurs dizaines ou centaines de watts, car les conditions de leur refroidissement sont relativement faciles.

b) Machine à autoventilation intérieure. En fonction de la direction de l'air passant par la machine ventilée on distingue: a) la ventilation par aspiration (fig. 6-3,*a*) et b) la ventilation par refoulement (fig. 6-3,*b*). Le plus souvent on emploie la ventilation par aspiration et le ventilateur est installé du côté de la commande. L'avantage de ce mode de ventilation est que l'air froid arrive directement dans la machine, tandis que dans les machines à ventilation par refoulement l'air est déjà réchauffé par les pertes dans le ventilateur. Des études montrent que l'air est réchauffé de 3 à 7 degrés centigrades; il en résulte que le volume de l'air refoulé dans la machine doit être supérieur de 15 à 20 % et les pertes par ventilation augmentent de 50 à 70 %.

Selon la direction de l'air qui baigne les parties réchauffées de la machine on distingue la ventilation radiale et axiale.

Le système de ventilation radiale dans une machine asynchrone à canaux de ventilation radiaux est montré schématiquement sur la fig, 6-4. Le noyau comprend des paquets de 4 à 8 cm d'épaisseur, la largeur du canal de ventilation étant de 10 mm.

Le schéma de ventilation radiale simple d'une machine synchrone est montré sur la fig. 6-5. Le système de ventilation radiale à veines multiples utilisé dans les turbo-alternateurs est examiné au § 6-10.

Les avantages de la ventilation radiale sont les suivants : pertes minimales d'énergie par ventilation et uniformité suffisante de l'échauffement de la machine dans le sens axial. Les défauts de ce

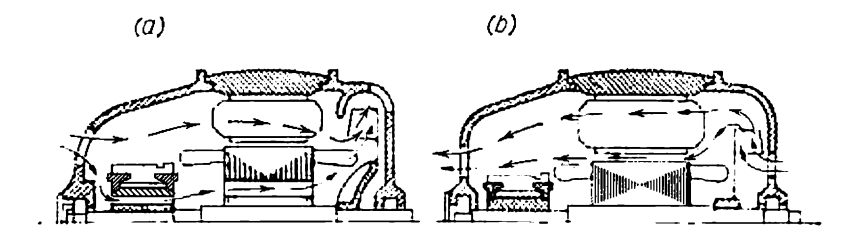


Fig. 6-3. Ventilation par aspiration et par refoulement.

système de ventilation sont les suivants : la machine est moins ramassée car les canaux de ventilation occupent jusqu'à 20% suivant la longueur de l'induit ; le transfert de la chaleur est inférieur et dans certains cas ce système est peu stable quant au débit d'air de refroidissement passant par la machine ; ainsi le déplacement de l'induit de 2 à 3 mm dans le sens axial dans l'une ou l'autre direction depuis la position indiquée sur la fig. 6-4 peut provoquer une variation de la quantité d'air de refroidissement comprise entre 20 et 30 %.

Le système de ventilation axiale dans les machines asynchrones est indiqué sur la fig. 6-6,*a*. Si les canaux axiaux sont ménagés seulement dans la partie tournante, on a le système de ventilation axiale simple. Si les canaux axiaux se trouvent dans les deux parties de la machine il est appelé système de ventilation axiale double (fig. 6-6,*b*).

Le défaut de la ventilation axiale consiste dans le transfert non uniforme de la chaleur. En effet, la partie de droite de la machine indiquée sur la fig. 6-6,*a* est refroidie moins bien, car l'air en passant par les canaux axiaux se réchauffe. On utilise également des systèmes de ventilation mixtes.

Les calculs détaillés et les études montrent que dans les machines de faible et partiellement de moyenne puissance les meilleurs résultats sont obtenus par la ventilation axiale et dans les machines de moyenne et de grande puissance par le système de ventilation radiale.

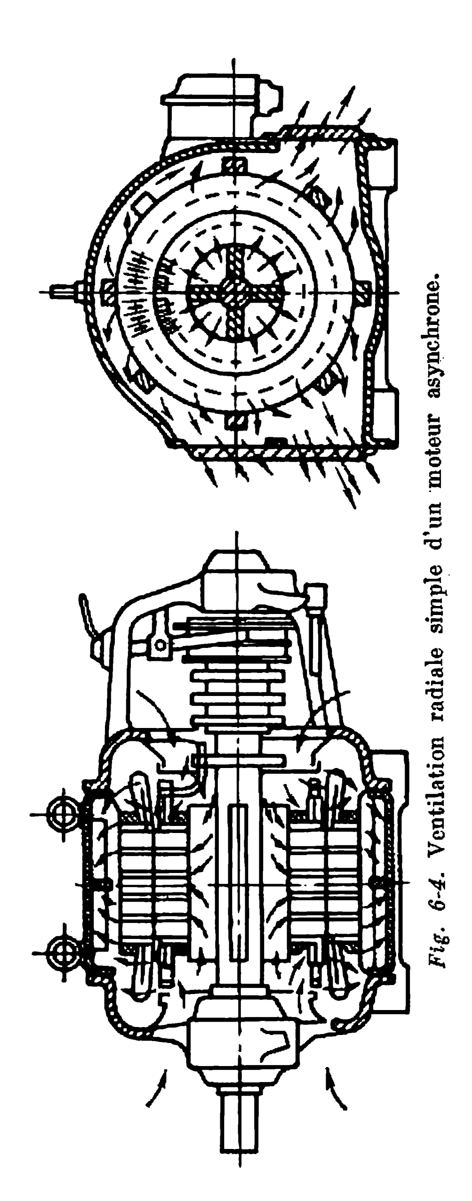


Fig. 6-4. Ventilation radiale simple d'un moteur asynchrone.

Les machines à autoventilation extérieure sont utilisées lorsque l'air contient des gaz explosibles ou des vapeurs acides qui détériorent l'isolation; les machines doivent être fermées, c'est-à-dire

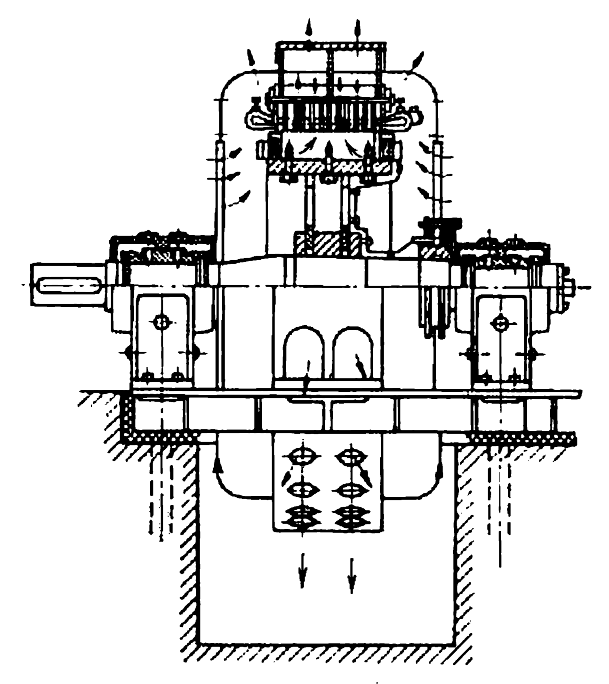


Fig. 6-5. Ventilation radiale simple d'une machine synchrone.

construites de façon que l'air ambiant ne puisse pénétrer à l'intérieur de la machine. Dans ce cas toute la quantité de chaleur dégagée par la machine ne peut être évacuée dans le milieu ambiant que par

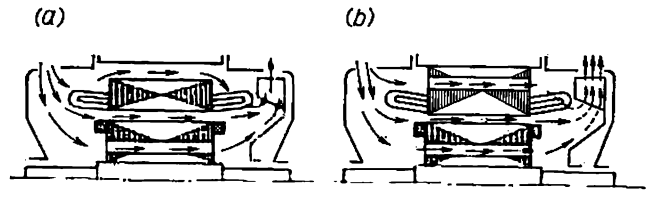


Fig. 6-6. Ventilation axiale simple et double.

la surface extérieure de la carcasse. Avec la ventilation naturelle on obtient une machine lourde et onéreuse, tandis qu'en soufflant la surface extérieure de la carcasse on peut augmenter la puissance de la machine de 2 ou 3 fois.

Le soufflage de la carcasse se fait à l'aide d'un ventilateur monté au-delà des boucliers (fig. 6-7). Pour renforcer le transfert de la chaleur depuis les parties intérieures de la machine vers sa surface extérieure on fait circuler l'air à l'intérieur de la machine à l'aide des ventilateurs intérieurs spéciaux.

c) **Machines à refroidissement indépendant.** Dans ces machines l'air de refroidissement est amené dans la machine à l'aide d'un ventilateur indépendant, c'est-à-dire doté de son propre dispositif de commande. En réglant la vitesse du ventilateur on peut en fonction de la charge augmenter ou diminuer la ventilation. Ainsi, pour une charge incomplète il est avantageux de réduire la vitesse

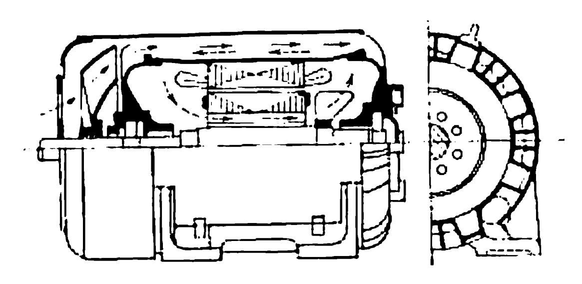


Fig. 6-7. **Machine avec soufflage extérieur.**

du ventilateur. Dans ce cas les pertes par ventilation diminuent considérablement (à peu près proportionnellement au cube de la vitesse) ce qui augmente le rendement total de la machine.

d) **Ventilation en circuit ouvert et ventilation en circuit fermé.** L'autoventilation et la ventilation indépendante peuvent être en circuit ouvert ou en circuit fermé.

Par ventilation à circuit ouvert on entend un système où l'air de refroidissement est renouvelé. Pour prévenir l'encrassement de la machine par les poussières de l'air on peut installer à l'entrée du tube qui amène l'air dans la machine un filtre qu'il faudra nettoyer souvent. De plus, ce filtre augmente la perte de charge, donc exige un accroissement de la puissance du ventilateur.

Par ventilation en circuit fermé on entend un système où le même volume d'air accomplit un cycle fermé, voire: il passe par la machine et réchauffé arrive dans les réfrigérants d'air où il est refroidi pour revenir de nouveau dans la machine. L'air circule alors en circuit fermé soit dans le sens ventilateur V — machine M — réfrigérant d'air R (fig. 6-8, *a*), soit dans le sens ventilateur V — réfrigérant d'air R — machine M (fig. 6-8, *b*). Dans ce dernier cas l'air froid arrive directement du réfrigérant d'air

dans la machine, tandis que dans le premier cas il est légèrement réchauffé dans le ventilateur.

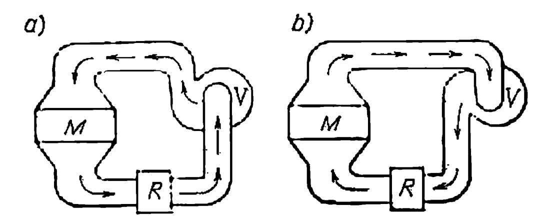


Fig. 6-8. Système de ventilation en circuit fermé.

La ventilation en circuit fermé est largement utilisée pour le refroidissement des grands alternateurs synchrones.

6-10. Ventilation des turbo-alternateurs et des alternateurs hydrauliques

Le problème du refroidissement des turbo-alternateurs est l'un des problèmes les plus difficiles à résoudre dans la construction des machines électriques car les dimensions des turbo-alternateurs sont

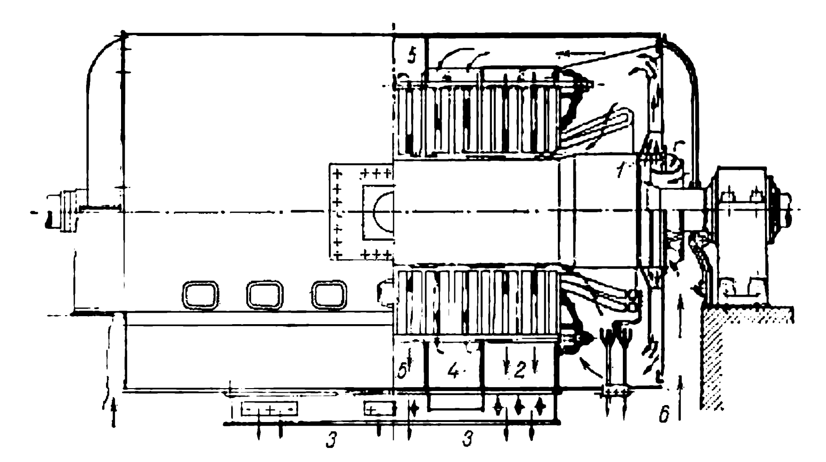


Fig. 6-9. Système de ventilation radiale en circuit fermé d'un turbo-alternateur à refroidissement par l'air:

1 — ventilateur; *2* — chambre d'air chaud (la première depuis le bout); *3* — chambre commune d'air chaud; *4* — chambre d'air froid; *5* — chambre médiane d'air chaud; *6* — chambre d'entrée d'air froid.

relativement très réduites par rapport, disons, aux alternateurs hydrauliques. On peut voir sur la fig. 6-9 un turbo-alternateur refroidi par l'air et avec un système de ventilation en circuit fermé.

L'air est refoulé dans l'alternateur par deux ventilateurs jumelés *1* situés des deux côtés du rotor. Une partie de l'air refoulé par le ventilateur lèche les parties frontales des enroulements du stator, passe par l'entrefer et sort par les canaux radiaux les plus proches des surfaces frontales du stator, dans les chambres latérales de l'air chaud *2* qui communiquent avec la chambre commune d'air chaud *3*. L'autre partie de l'air passe entre la chambre *2* et le revêtement de l'alternateur dans les chambres *4* pour venir par les canaux de ventilation dans la chambre médiane d'air chaud *5* et ensuite dans la chambre commune. De la chambre *3* l'air chaud arrive dans le réfrigérant qui se trouve sous l'alternateur et ensuite, en passant par les chambres communes d'air froid *6*, revient dans l'alternateur.

Le système de ventilation (fig. 6-9) est dit à trois veines selon le nombre de veines d'air chaud qui quittent l'alternateur. Un tel système est généralement utilisé dans les turbo-alternateurs de puissance moyenne (25 000 kW); dans les turbo-alternateurs de moindre puissance (6 à 12 000 kW) on utilise un système de ventilation à deux veines tandis que les turbo-alternateurs les plus puissants sont dotés d'un système de ventilation à veines multiples.

Avec la ventilation en circuit fermé on peut utiliser pour le refroidissement de la machine non seulement l'air mais aussi d'autres gaz. A l'heure actuelle on utilise généralement l'hydrogène. Le refroidissement par l'hydrogène présente plusieurs avantages par rapport au refroidissement par l'air. La conductibilité thermique de l'hydrogène est 6,7 fois plus grande que celle de l'air d'où le coefficient de transfert de la chaleur depuis la surface vers l'hydrogène est 1,4 fois plus grand que celui de l'air. Pour cette raison l'hydrogène refroidit mieux la machine et pour des dimensions données on peut réaliser une machine d'une puissance plus élevée. De plus, l'hydrogène est quatorze fois plus léger que l'air et pour cette raison les pertes par ventilation qui dans les machines rapides forment une grande part de pertes totales diminuent d'environ 10 fois, d'où un accroissement du rendement de l'alternateur. Les calculs montrent que dans les turbo-alternateurs de 50 et 100 000 kW, tournant à 3000 tours par minute le rendement à pleine charge augmente d'environ 0,8 % en atteignant 98,5 et même 98,9 %.

L'utilisation du refroidissement à hydrogène contribue à prolonger la vie des isolants car lors du phénomène de couronne l'ozone qui provoque l'oxydation intense de l'isolation et l'apparition de composés d'azote nuisibles, n'apparaît pas.

Le refroidissement à l'hydrogène est largement utilisé dans les turbo-alternateurs et les compensateurs synchrones.

La fig. 6-10 représente une coupe longitudinale d'un turbo-alternateur à refroidissement par hydrogène. Les réfrigérants du gaz sont disposés dans la carcasse de l'alternateur et leurs dimensions sont beaucoup plus réduites que celles des réfrigérants d'air. Les bou-

cliers et les paliers doivent être dotés de garnitures d'étanchéité spéciales.

Le rotor est l'une des parties du turbo-alternateur les plus difficiles à ventiler. Dans les machines normales la ventilation du rotor est réalisée au gaz qui lèche les surfaces extérieures du rotor et les frettes des parties frontales. Pour mieux refroidir le rotor on y a ménagé des canaux spéciaux tracés en hélice dans un plan perpendiculaire à l'axe de la machine.

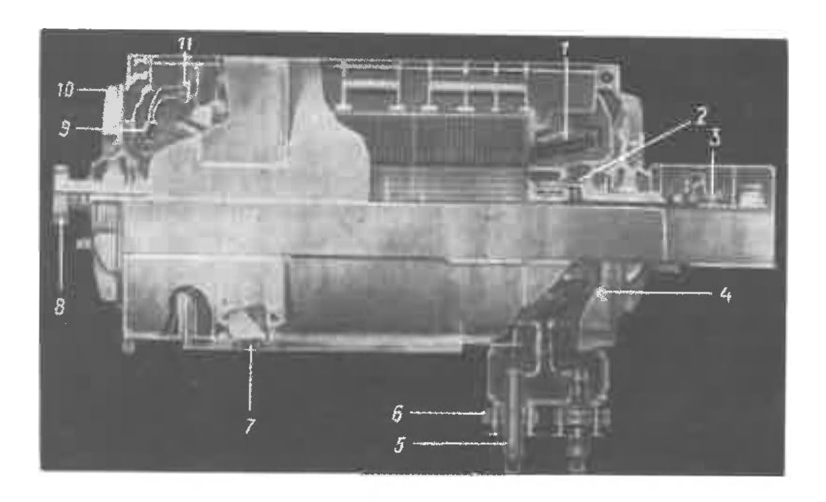


Fig. 6-10. Coupe longitudinale d'un gros turbo-alternateur de la Maison GE (Etats-Unis) à refroidissement par liquide de l'enroulement statorique et à refroidissement par hydrogène de l'enroulement rotorique et du noyau:

1 — enroulement statorique; *2* — ventilateur axial; *3* — bagues de frottement; *4* — barres de connexion; *5* — douille isolante des sorties; *6* — transformateur de courant; *7* — réfrigérants de gaz; *8* — demi-machon d'accouplement; *9* — réservoir de liquide réfrigérant; *10* — tuyaux de connexion isolants; *11* — conduite.

Pour plusieurs raisons liées surtout aux possibilités de la métallurgie moderne, il faut admettre que le diamètre maximal d'un rotor est d'environ 115 cm, tandis que sa longueur limite est de 650 cm. De telles dimensions ont été déjà obtenues pour les premiers turbo-alternateurs de 100 à 150 000 kW. Pour cette raison l'accroissement de la puissance unitaire est obtenu surtout par l'accroissement de la charge linéaire, ce qui exige l'utilisation d'un système plus efficace de refroidissement direct des enroulements des turbo-alternateurs.

Lorsqu'on utilise le refroidissement direct on ménage dans l'enroulement un système de canaux intérieurs (fig. 6-11) dans lesquels circule l'eau de refroidissement. On utilise comme agent réfrigérant pour les enroulements rotoriques de préférence l'hydrogène sous pression de 3 ou 4 atm. Pour le refroidissement interne

des enroulements statoriques on utilise de l'eau distillée, de l'huile ou de l'hydrogène qui sont refoulés par des canaux intérieurs (fig. 6-12) dans les barres de l'enroulement. L'eau est le meilleur agent réfrigérant et pour cette raison dans les turbo-alternateurs modernes on utilise surtout l'eau pour le refroidissement interne des enroulements statoriques.

Dans certains turbo-alternateurs expérimentaux on utilise l'eau pour le refroidissement de l'enroulement statorique et de l'enroulement rotorique. L'exploitation de ces machines montre que le refroidissement par l'eau est très efficace et assez sûr.

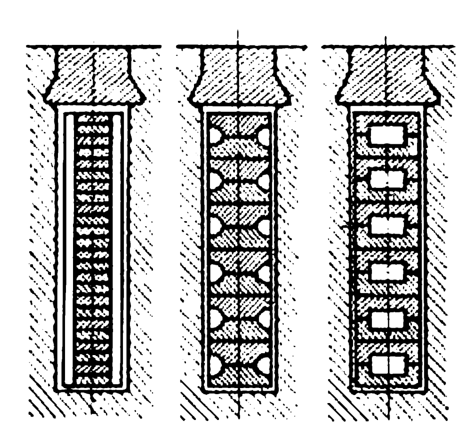


Fig. 6-11. Différentes formes de canaux dans l'enroulement rotorique à refroidissement intérieur par hydrogène.

Les alternateurs hydrauliques sont généralement construits avec un système de refroidissement par l'air qui dans les machines de grande puissance circule en circuit fermé (fig. 6-13). Pour créer la pression nécessaire à la circulation de l'air de refroidissement, il est refoulé du côté de l'étoile rotorique par les canaux radiaux dans la jante du rotor.

Pour rendre le refroidissement plus efficace on utilise actuellement dans les alternateurs hydrauliques le refroidissement direct des enroulements. Pour l'enroulement statorique on emploie le refroidissement intérieur à l'eau de façon analogue au refroidissement des turbo-alternateurs. Pour les enroulements des pôles on utilise le refroidissement direct par l'air (fig. 6-14) ou le refroidissement direct à l'eau. La fig. 6-15 représente la coupe transversale du rotor d'un alternateur hydraulique de 86 MVA, 428,5 tr/mn, 50 Hz à refroidissement direct des enroulements d'excitation par l'eau. Cette machine a été fabriquée par la Maison Brown-Boveri (Suisse). Les usines soviétiques utilisent également un système de refroidissement à l'eau de type analogue.

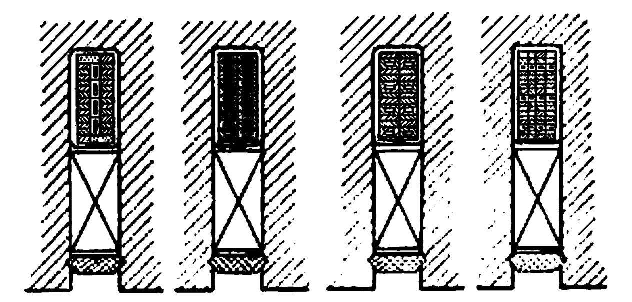


Fig. 6-12. Sections des **barres** de l'enroulement statorique à refroidissement intérieur.

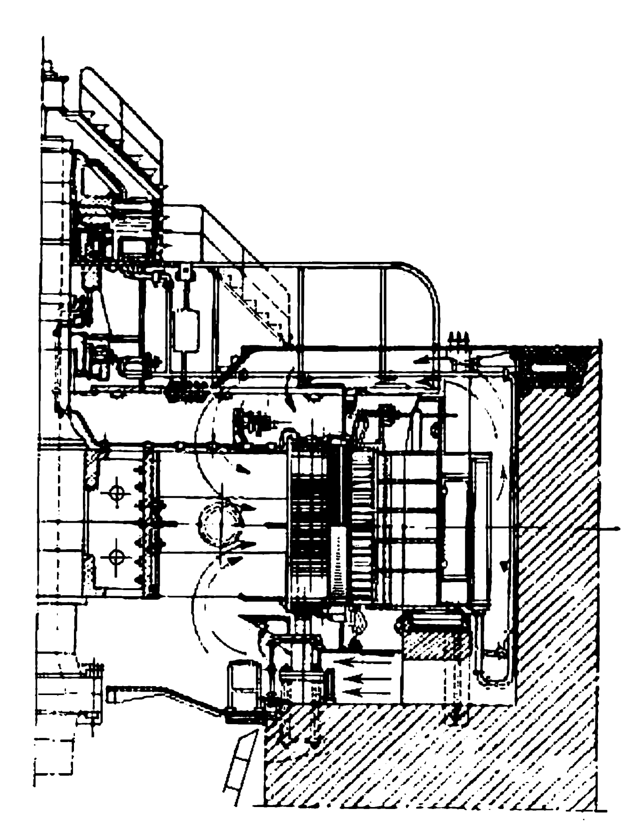


Fig. 6-13. Coupe longitudinale d'un alternateur hydraulique de 225 MW, 125 tr/mn à refroidissement par l'air installé dans la centrale de Bratsk (U.R.S.S.).

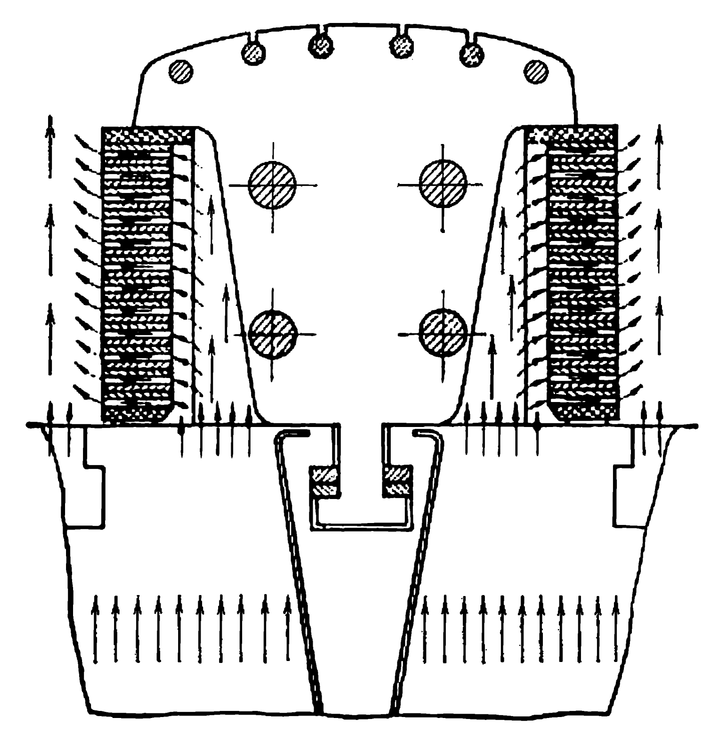


Fig. 6-14. Système de refroidissement direct par l'air de l'enroulement rotorique d'un alternateur hydraulique.

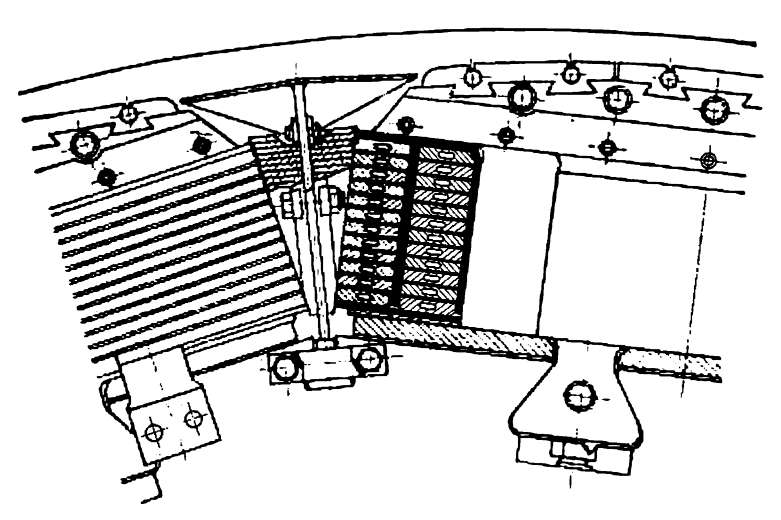


Fig. 6-15. Rotor d'un alternateur hydraulique à refroidissement intérieur de l'enroulement par l'eau.

Chapitre

VII

ÉCHAUFFEMENT ET REFROIDISSEMENT DES TRANSFORMATEURS

7-1. Notes préliminaires

Le problème de l'échauffement et du refroidissement des transformateurs est en principe le même que celui des machines tournantes. Les pertes qui se dégagent dans le noyau et dans les enroulements du transformateur lors de son fonctionnement sont transformées en énergie thermique et provoquent l'échauffement des parties correspondantes du transformateur. Depuis l'endroit où elle est dégagée la chaleur est dirigée sous l'action des gradients thermiques vers les endroits où elle peut être transférée à l'agent réfrigérant, c'est-à-dire à l'air ou à l'eau selon le mode de refroidissement du transformateur. La dispersion de la chaleur a lieu par rayonnement et par convection comme dans les machines électriques.

La théorie de l'échauffement et du refroidissement d'un solide qui constitue la base de l'analyse du régime thermique des machines électriques est valable aussi pour les transformateurs. Dans l'avenir on envisagera le transformateur dans l'huile comme le principal type de transformateur de puissance. En comparaison avec le régime thermique des machines tournantes celui d'un tel transformateur présente certaines particularités qui doivent être considérées à part.

7-2. Modes de refroidissement des transformateurs dans l'huile

Le régime thermique d'un transformateur dans l'huile dépend beaucoup du mode de son refroidissement. On distingue les transformateurs: a) à refroidissement naturel par l'huile ; b) à refroidissement par l'air à circulation forcée ; c) à circulation forcée de l'huile et refroidissement de cette dernière par des réfrigérants à eau ou à air.

Les usines soviétiques fabriquent des transformateurs à refroidissement naturel par l'huile dont la puissance unitaire atteint 7500 kVA. Les transformateurs de puissance plus grande sont à refroidissement par l'air à circulation forcée et dans des cas spéciaux à circulation forcée de l'huile.

7-3. Flux thermiques et conditions de dissipation de la chaleur dans un transformateur dans l'huile

Admettons que le processus thermique dans le transformatéur soit permanent et par conséquent tous les éléments du transformateur sont à température constante et la surélévation de température par rapport à la température du milieu réfrigérant est constante.

La répartition des flux thermiques et des températures dans les différentes parties d'un transformateur dans l'huile est complexe et difficile à étudier. Pour faciliter les calculs d'un transformateur du point de vue échauffement on divise le parcours du flux thermique

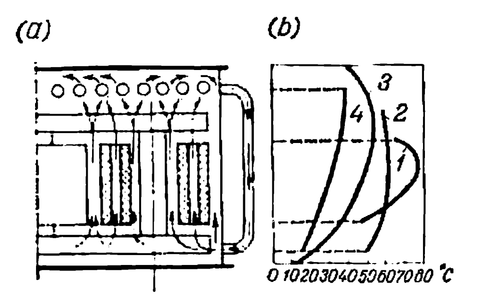


Fig. 7-1. Convection de l'huile (*a*) et courbes (*b*) de la répartition des surélévations de la température dans un transformateur à cuve tubulaire:
1 — enroulement; *2* — noyau; *3* — huile; *4* — surface du tube.

depuis la partie chauffée jusqu'au milieu réfrigérant en une série de zones naturelles, voire: 1) depuis les points intérieurs les plus chauds de la partie active donnée du noyau ou de l'enroulement jusqu'à leurs surfaces extérieures baignées par l'huile; 2) depuis la surface extérieure de la partie donnée du transformateur jusqu'à l'huile qui la baigne; 3) depuis l'huile jusqu'à la paroi du réfrigérant, par exemple de la cuve; 4) depuis la paroi de la cuve jusqu'au milieu réfrigérant (l'air ou l'eau).

Dans la zone *1* le transfert de la chaleur a lieu par conductibilité, dans les zones *2* et *3* par convection de l'huile et dans la zone *4* par rayonnement et convection.

Parmi ces zones c'est la zone *3* qui est la plus importante. La fig. 7-1,*a* représente l'itinéraire des flux de convection de l'huile dans un transformateur à cuve tubulaire (refroidissement naturel à l'huile). Les études ont montré qu'avec une température de service moyenne de l'huile $\vartheta_h = 50$ à 60 °C et une viscosité de l'huile correspondant à cette température, le coefficient de transfert de la chaleur par convection de l'huile est:

$$\lambda_{ch} = 40{,}3 \sqrt[4]{\frac{\tau}{H}}. \qquad (7\text{-}1)$$

où τ est la différence de températures de la surface et de l'huile en degrés centigrades et H est la hauteur de la surface de dissipation de la chaleur en mètres.

Si on admet qu'en moyenne $\tau = 20$ °C et $H = 0{,}5$ à 1 m, on a

$$\lambda_{ch} = 80 \text{ à } 100 \text{ W/degré} \cdot \text{m}^2.$$

Ce chiffre est d'environ 10 fois supérieur au coefficient de convection dans l'air (§ 6-3). C'est là que réside le rôle positif de l'huile comme milieu conducteur de chaleur.

Lors de l'examen de la répartition des températures dans le noyau et dans les enroulements on admet, pour simplifier les choses, qu'entre le noyau et les enroulements, ainsi qu'entre les enroulements mêmes, il n'y a pas d'échange de chaleur vu qu'ils sont séparés l'un de l'autre par des canaux à l'huile.

7-4. Echauffement du noyau d'un transformateur

a) Différence de températures intérieures. La chaleur qui se dégage dans le noyau d'un transformateur dans l'huile peut être transférée dans trois directions: a) suivant l'axe y du noyau le long de la tôle d'acier (fig. 7-2); b) dans le plan des sections transversales du noyau le long du paquet de tôles, c'est-à-dire dans le sens perpendiculaire au plan du dessin; c) dans le même plan à travers le paquet, c'est-à-dire dans le sens de l'axe x.

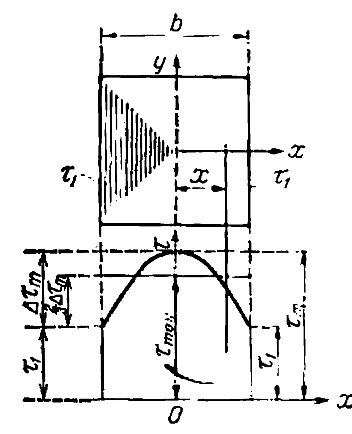


Fig. 7-2. Courbe de répartition de la température à l'intérieur du noyau.

Les différences de températures des flux du premier et du second genre ne sont généralement pas prises en considération car grâce à la grande conductibilité thermique de l'acier, la température dans le noyau suivant l'axe y et le long du paquet de tôles est répartie pratiquement de façon uniforme (voir, par exemple, la courbe 2 sur la fig. 7-1, *b*).

Par contre, le flux du troisième genre rencontre sur son chemin l'isolation entre les tôles dont la conductibilité thermique est des dizaines de fois plus petite que celle de l'acier.

Pour déterminer la répartition des surélévations de température dans le plan des sections transversales du noyau dans le sens de l'axe x on admet que: a) la conductibilité thermique de l'acier est infiniment grande comparée à celle des isolants; b) les surélévations de température entre la surface du noyau et l'huile des deux côtés du paquet de tôles sont les mêmes (fig. 7-2); c) les pertes par unité de masse d'acier p_1 = const.

L'analyse faite dans ces conditions montre que la surélévation de température τ_x en un point qui se trouve à la distance x de l'axe du noyau est exprimée par la formule:

$$\tau_x = \tau_1 + \frac{p_1 b^2}{8\lambda_n}\left[1 - \left(\frac{2x}{b}\right)^2\right] = \tau_1 + \Delta\tau_m\left[1 - \left(\frac{2x}{b}\right)^2\right], \qquad (7\text{-}2)$$

où b est la largeur du paquet de tôles;

λ_n est la conductibilité thermique moyenne du noyau dans le sens de l'axe x et

$\Delta\tau_m$ est la différence de températures dans le paquet égale à

$$\Delta\tau_m = \frac{p_1 b^2}{8\lambda_n}.$$

De cette façon, la répartition de la surélévation de température suivant la largeur du paquet obéit à la loi d'une parabole quadratique.

La plus grande surélévation de température a lieu suivant l'axe du noyau ($x = 0$) et est égale à

$$\tau_m = \tau_1 + \Delta\tau_m. \qquad (7\text{-}3)$$

b) Evacuation de la chaleur depuis la surface du noyau. Dans le calcul de l'évacuation de la chaleur depuis la surface du noyau on introduit la surélévation moyenne de la température τ_{moy} et on admet que

$$\tau_{moy} = \tau_1 + \frac{2}{3}\Delta\tau_m = \tau_1 + \frac{p_1 b^2}{12\lambda_n}. \qquad (7\text{-}4)$$

Généralement $\tau_{moy} = 12$ à 20 °C. Vu que dans l'huile $\lambda_{ch} = 80$ à 100 W/degré·m², la chaleur évacuée q_0 depuis 1 m² de la surface du noyau (non occupée par des pièces auxiliaires) avec un refroidissement naturel à l'huile est de 1000 à 2000 W/degré·m². Avec la circulation forcée de l'huile $q_0 = 2500$ à 3000 W/degré·m² et même plus.

Pour une grande largeur du paquet de tôles la différence de températures $\Delta\tau_m \equiv b^2$ peut atteindre une valeur excessive. Dans ce cas, on prévoit dans le noyau des canaux de refroidissement longitudinaux et transversaux.

7-5. Echauffement de l'enroulement d'un transformateur

a) Différence de températures suivant la largeur et la hauteur de l'enroulement. Les conditions de la répartition de la chaleur dans les enroulements sont beaucoup plus complexes que celles du noyau et dépendent de plusieurs facteurs dont les plus importants sont: le type d'enroulement, le nombre, les dimensions et l'aménagement des canaux de refroidissement et le mode de refroidissement. Dans l'ensemble la différence de températures suivant la lar-

geur de l'enroulement obéit à la même loi de parabole quadratique que dans le noyau (fig. 7-2). Mais étant donné que les conditions de refroidissement des surfaces intérieure et extérieure de l'enroulement du transformateur ne sont pas identiques dans la plupart des cas ($\tau_1 \neq \tau_2$), la zone la plus réchauffée de l'enroulement se déplace du milieu de celui-ci vers le bord. Sur la fig. 7-3 est indiquée la différence de température intérieure dans l'une des sections de l'enroulement qui comporte d'un côté un canal à huile étroit tandis que de l'autre côté l'huile circule librement.

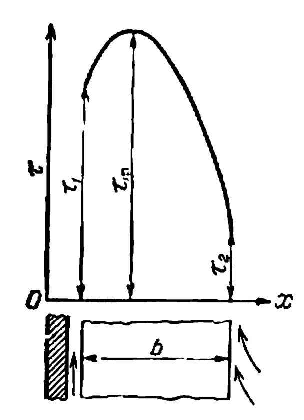


Fig. 7-3. Courbe de répartition de la température à l'intérieur de l'enroulement.

La différence de températures est répartie également de façon non uniforme suivant la hauteur de l'enroulement (courbe *1* sur la fig. 7-1,*b*). Ceci s'explique par le fait que lors du déplacement de l'huile vers le haut sa température s'élève (courbe *3* sur la fig. 7-1,*b*) et d'autre part l'influence des parties frontales de l'enroulement se fait sentir. On peut admettre en première approximation que la différence entre la température moyenne de l'enroulement déterminée par la mesure de la résistance et la température maximale est de 10 °C.

b) Chaleur évacuée depuis la surface de l'enroulement. Vu que la répartition de la température suivant la largeur et la hauteur de l'enroulement n'est pas uniforme, on introduit dans le calcul une surélévation moyenne de la température de l'enroulement par rapport à celle de l'huile τ_{0h}. Les études expérimentales montrent que τ_{0h} peut être exprimé par la formule empirique suivante:

$$\tau_{0h} = kq_0^n, \tag{7-5}$$

où k et n sont respectivement un coefficient constant et un facteur de puissance établis par l'expérience en fonction de la construction de l'enroulement et du mode de refroidissement, q_0 est la charge thermique spécifique de l'enroulement, c'est-à-dire la quantité de chaleur qui est évacuée dans l'huile par unité de surface de l'enroulement en une unité de temps en régime thermique permanent. Généralement q_0 est exprimé en W par m².

Si p_c est toute la quantité de chaleur dégagée dans l'enroulement, S_0 la surface de l'enroulement dissipant la chaleur, on a:

$$q_0 = \frac{p_c}{S_0}. \tag{7-6}$$

La valeur de p_c est déterminée avec une grande précision; par contre, la surface de refroidissement active ne peut être déterminée

qu'approximativement. Si, par exemple, les enroulements sont réalisés comme indiqué sur la fig. 7-4,*a*, *b*, *c*, dans le premier cas (fig. 7-4,*a*) la valeur de la surface de refroidissement est déterminée seulement par la surface extérieure de l'enroulement sans tenir compte des surfaces frontales; dans le deuxième cas (fig. 7-4,*b*) on introduit dans le calcul la surface de l'enroulement des deux côtés S_0, en tenant compte de la place occupée par les pièces de fixation et d'écartement, généralement 60 à 70 % de S_0; enfin dans le troisième cas (fig. 7-4,*c*) pour une largeur du canal $b_c \geqslant 5$ mm on peut

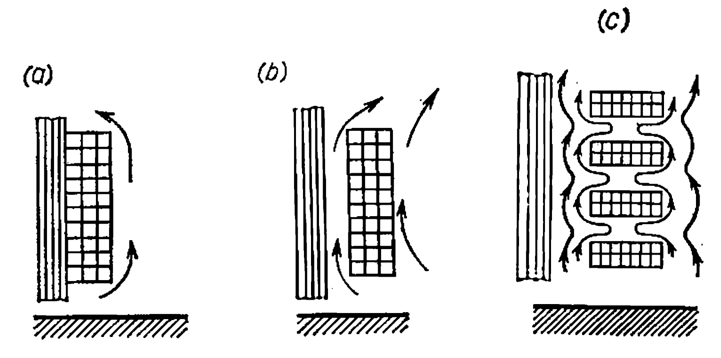


Fig. 7-4. Surfaces de refroidissement des enroulements de différents types.

considérer comme active toute la surface extérieure de la bobine en tenant compte d'une partie de sa surface occupée par les pièces de fixation.

Dans les transformateurs à refroidissement naturel on admet $\tau_{0h} = 25$ à 30 °C d'où $q_0 = 1200$ à 1600 W/m²; dans les transformateurs refroidis par l'air à circulation forcée $q_0 = 2000$ à 2500 W/m²; dans les transformateurs à circulation forcée de l'huile $q_0 = 2500$ à 3000 W/m².

7-6. Rôle de l'huile et de la cuve dans le refroidissement d'un transformateur

En régime permanent toute la chaleur Σp qui se dégage dans le noyau et dans les enroulements est évacuée par la convection d'huile par l'intermédiaire de la surface extérieure de la cuve dans l'air. Il est évident que plus la surface de la cuve S_c est petite plus grande sera la charge thermique spécifique de la cuve $q_c = \frac{\Sigma p}{S_c}$ et par conséquent plus grande sera la surélévation de la température de l'huile par rapport à celle de l'air τ_{ha}. La répartition de la surélévation de la température de l'huile par rapport à celle de l'air à la surface de la cuve et des tubes (on néglige généralement la différence de température dans les parois de la cuve) est indiquée sur la fig. 7-1,*b*

(courbes *3* et *4*). Selon la Norme soviétique la surélévation maximale admissible de la température de l'huile par rapport à celle de l'air (dans les couches supérieures) $\tau_{ham} = 60$ °C. On introduit dans le calcul la surélévation moyenne de la température de l'huile par rapport à celle de l'air τ_{ha}. En tenant compte de la répartition non uniforme de la température de l'huile suivant la hauteur de la cuve (courbe *3* sur la fig. 7-1,*b*) on admet comme limite supérieure: a) $\tau_{ha} = 40$ °C pour les transformateurs à refroidissement naturel; b) $\tau_{ha} = 45$ °C pour les transformateurs à circulation forcée de l'air.

Ces valeurs de τ_{ha} permettent de déterminer la chaleur évacuée par 1 m² de surface de la cuve, c'est-à-dire la charge thermique spécifique de la cuve q_c, en fonction de la construction et du refroidissement de cette dernière.

a) Transformateurs à refroidissement naturel et à cuve lisse. Dans ce cas la surface réfrigérante de la cuve dissipe la chaleur par rayonnement et par convection. Il en résulte que 1m² d'une telle surface, lorsque sa température est supérieure à celle de l'air d'un degré centigrade, dissipe (§ 6-3):

$$\lambda_{rc} = \lambda_r + \lambda_c = 6 + 8 = 14 \text{ W/degré}\cdot\text{m}^2.$$

A condition que l'évacuation de la chaleur du transformateur ait lieu librement, on a:

$$q_c = \tau_{ha}\lambda_{rc} = 40\cdot 14 = 560 \text{ W/m}^2.$$

Les transformateurs de puissance dans l'huile à refroidissement naturel et à cuve lisse peuvent être fabriqués actuellement pour une puissance ne dépassant pas 30 kVA. Dans les transformateurs de puissance plus élevée il faut prendre des mesures pour améliorer la dissipation de la chaleur.

b) Transformateurs à refroidissement naturel des cuves tubulaires et des cuves à radiateurs. Dans un transformateur à cuve tubulaire ou à radiateurs (voir t. I) le rayonnement a lieu seulement depuis la surface qui correspond à la périphérie extérieure de la cuve; généralement la surface qui dissipe la chaleur par rayonnement est égale à 15 ou 20 % de la surface réfrigérante totale de la cuve. Pour cette raison on introduit dans le calcul un coefficient équivalent de la dissipation de chaleur $\lambda_é = 10$ à 12,5 W/degré·m². En adoptant $\tau_{ha} = 40$ °C, on obtient:

$$q_c = 40\,(10 \text{ à } 12{,}5) = 400 \text{ à } 500 \text{ W/m}^2.$$

c) Transformateurs à refroidissement par l'air à circulation forcée. A l'heure actuelle on emploie le refroidissement forcé des radiateurs à l'aide de petits ventilateurs installés sur chaque radiateur. Par rapport au refroidissement naturel de la cuve, le soufflage aug-

mente la dissipation de la chaleur de 50 à 60 % ; on a donc $\lambda_é = 15$ à 20 W/degré·m²; en admettant $\tau_{ha} = 45$ °C, on a:

$$q_c = 45 \cdot (15 \text{ à } 20) = 675 \text{ à } 900 \text{ W/m}^2.$$

d) Transformateurs à circulation forcée de l'huile. La vitesse de l'huile en circulation naturelle est très petite (de l'ordre de quelques millimètres par seconde). L'étude du problème montre que lorsqu'on augmente la vitesse de circulation de l'huile de m fois, la puissance du transformateur pour les mêmes surélévations de la température de l'enroulement augmentera de $\sqrt[4]{m}$ fois. Si par exemple $m = 3$ la puissance du transformateur augmentera d'environ 30 %. D'autre part on ne peut pas adopter pour l'huile une trop grande vitesse, car les pertes d'énergie dans la pompe seraient trop importantes.

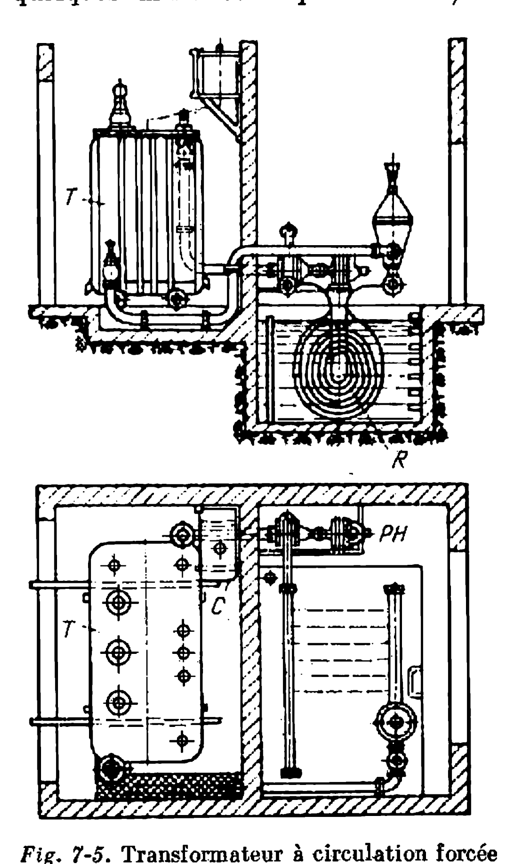


Fig. 7-5. Transformateur à circulation forcée de l'huile:

T — transformateur; R — réfrigérant; C — conservateur d'huile; PH — pompe à huile.

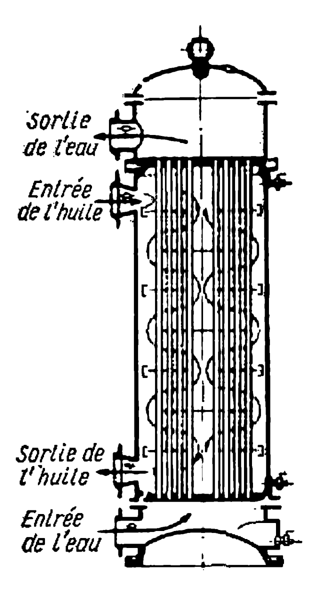


Fig. 7-6. Réfrigérant tubulaire fonctionnant sur le principe de contre-courant.

Pour refroidir l'huile on la fait circuler à travers un réfrigérant d'huile spécial. On distingue les réfrigérants d'huile: a) à refroi-

dissement naturel par l'air; b) avec soufflage supplémentaire et c) avec refroidissement à l'eau.

Dans les réfrigérants d'huile à refroidissement naturel par l'air la quantité d'huile en circulation est de 10 à 12 l/mn par kilowatt de pertes.

Lors du soufflage du réfrigérant d'huile la puissance du transformateur peut être accrue à peu près dans le même rapport que lors du soufflage de la cuve.

Dans les transformateurs à refroidissement à l'eau de l'huile en circulation on utilise des serpentins (fig. 7-5) et des réfrigérants tubulaires fonctionnant sur le principe de contre-courant (fig. 7-6). La surface du réfrigérant par kW de pertes est de 0,18 à 0,25 m^2. La quantité d'huile en circulation par kW de pertes est d'environ 6 à 8 litres par minute. La quantité d'eau est d'environ 1,5 l/mn. La différence entre la température de l'eau à l'entrée et à la sortie est généralement de 10 °C.

7-7. Surélévations de température maximales admissibles

Selon la Norme soviétique les conditions nominales du milieu réfrigérant sont:

a) la température de l'air de refroidissement qui varie de façon naturelle aux endroits où sa valeur maximale ne dépasse pas +35 °C pour le refroidissement du transformateur par l'air;

b) la température de l'eau de refroidissement qui varie de façon naturelle et dont la valeur maximale ne dépasse pas +25 °C pour le refroidissement du transformateur à l'eau.

Les surélévations de température des parties du transformateur par rapport à la température du milieu ambiant pour des pertes à vide et des pertes en court-circuit ramenées à 75 °C, quelle que soit leur durée, ne doivent pas dépasser les valeurs indiquées dans le tableau 7-1.

Tableau 7-1

Surélévations de température admissibles

Parties du transformateur	Surélévation de température maximale en °C	Méthode de mesure
Enroulement	70	Selon la variation de la résistance
Noyau (à la surface)	75	Au thermomètre
Huile (dans les couches supérieures)	60	Idem

7-8. Influence de la température sur la durée de service d'un transformateur

Parmi les parties d'un transformateur énumérées dans le tableau 7-1 la plus importante est l'enroulement vu que son régime thermique est lié au processus d'usure thermique (de vieillissement) de l'isolation et détermine ainsi la durée de service du transformateur. Mais le tableau 7-1 n'indique que la surélévation moyenne admissible de la température de l'enroulement par rapport à celle de l'air $\tau_{0\,a}$, tandis que le travail de l'isolation et les processus de son vieillissement dépendent de la température dans la zone la plus chaude de l'enroulement ϑ_m. Il aurait fallu calculer le vieillissement de l'isolation à cette température. Mais de tels calculs sont relativement compliqués. Pour cette raison on les fait d'après la température moyenne de l'enroulement $\vartheta_{en\,moy}$ en tenant compte de la différence entre ϑ_m et $\vartheta_{en\,moy}$. Si ϑ_0 est la température de l'air ambiant, on a:

$$\vartheta_{en\,moy} = \tau_{en\,moy} + \vartheta_0 = \tau_{0h} + \tau_{ha} + \vartheta_0. \qquad (7\text{-}7)$$

Admettons que le régime de travail d'un transformateur soit donné et qu'il reste constant. Dans ce cas la quantité de la chaleur Q_{en} dégagée dans l'enroulement et par conséquent le suréchauffement moyen de l'enroulement $\tau_{en\,moy}$ restent constants. Mais la température de l'enroulement varie en fonction de la température de l'air au cours de la journée et en fonction de la saison. Si $\tau_{en\,moy} = 70$ °C et $\vartheta_0 = \pm 35$ °C, on a $\vartheta_{en} = 70 \pm 35$ °C $= 105$ à 35 °C. De cette façon, la température de l'enroulement varie entre des limites assez larges par suite de quoi la vitesse de vieillissement de l'isolation varie en proportion: l'isolation se dégrade d'autant plus rapidement que la température de l'enroulement et par conséquent celle de l'isolation sont plus élevées. Nous avons montré précédemment que pour une isolation de la classe A travaillant longtemps à la température ϑ_{en} la durée de son service est déterminée par la formule (6-1).

Pour les transformateurs dans l'huile $A = 1{,}5 \cdot 10^4$, si le temps t_{is} est exprimé en années et ϑ_{en} la valeur moyenne de la température de l'enroulement obtenue par la mesure de la résistance, on a:

$$t_{is} = 1{,}5 \cdot 10^4 \varepsilon^{-0{,}088\vartheta_{en}}. \qquad (7\text{-}8)$$

De la formule (7-8) on déduit que pour assurer une usure normale de l'isolation pendant 20 à 17 années, la température maximale de l'enroulement $\vartheta_{en\,m}$ ne doit pas dépasser 85 à 90 °C et chaque accroissement de température de 8 °C diminue la vie de l'isolation de moitié. Vu que généralement $\vartheta_{en\,m} - \vartheta_{en\,moy} \approx 10$ °C la température moyenne de l'enroulement ne doit pas dépasser 75 à 80 °C. En admettant que les transformateurs soient installés dans une région à climat modéré, à température annuelle moyenne comprise entre 5 et 10 °C

on trouve que la surélévation moyenne annuelle de la température de l'enroulement du transformateur est:

$$\tau_{en\ moy} = (75 \text{ à } 80) - (5 \text{ à } 10) = 70\,°C,$$

c'est-à-dire que c'est justement ce chiffre-là d'après lequel on détermine la surélévation moyenne des températures des enroulements trouvée par la mesure de la résistance, selon le tableau 7-1. La déduction très importante pour l'exploitation d'un transformateur que l'on en tire est que *pour assurer une durée de service normale de 17 à 20 ans déterminée d'après l'usure thermique de l'isolation, on doit mettre le transformateur dans des conditions de travail telles que la surélévation moyenne de température de l'enroulement du transformateur trouvée par la mesure de la résistance ne dépasse pas 70 °C quelle que soit la température de l'air ambiant.* En été la température de l'enroulement atteint 105 °C ou même dépasse ce chiffre; il s'ensuit une dégradation accélérée de l'isolation compensée cependant par une usure moindre de l'isolation en hiver.

7-9. Constantes de temps d'échauffement d'un transformateur

En examinant les conditions d'échauffement d'un corps solide homogène (§ 6-4) nous avons vu que la constante de temps d'échauffement de ce corps est déterminée par la formule:

$$T = \frac{Gc}{S\lambda} = \frac{Gc\tau_m}{Q}.$$

Etant donné que le transformateur se compose d'un noyau, d'un enroulement et de l'huile de poids, de capacité thermique, etc., différents, il faut utiliser des constantes de temps d'échauffement du noyau T_n, de l'enroulement T_{en} et de l'huile T_h.

Nous allons montrer par un exemple numérique la différence entre les constantes d'échauffement de différentes parties d'un transformateur.

Exemple 7-1.

Dans un transformateur triphasé dans l'huile de 5600 kVA, 35 kV, 50 Hz on a: le poids du fer du noyau G_f = 5340 kg; le poids du cuivre G_c = 1192 kg; le poids de l'huile G_h = 5560 kg. Les pertes dans le fer p_f = 18 000 W, les pertes dans le cuivre p_c = 57 400 W. La capacité thermique du fer $c_f = 480 \frac{J}{kg}\cdot$degré; la capacité thermique du cuivre $c_c = 390 \frac{J}{kg}\cdot$degré (l'isolation n'est pas prise en considération); la capacité thermique de l'huile $c_h = 1670 \frac{J}{kg}\cdot$degré.

Admettons que la surélévation de température du noyau par rapport à celle de l'huile τ_f = 20 °C, la surélévation de température de l'enroulement τ_c = 20 °C et la surélévation de température de l'huile τ_h = 40 °C.

On a alors
pour le fer

$$T_f=\frac{5340\cdot 480\cdot 02}{18\,000}=2840\ \text{s}=47{,}4\ \text{mn};$$

pour le cuivre

$$T_c=\frac{1192\cdot 390\cdot 20}{57\,400}=162\ \text{s}=2{,}7\ \text{mn};$$

pour l'huile

$$T_h=\frac{5560\cdot 1670\cdot 40}{18\,000+57\,400}=4930\ \text{s}=82\ \text{mn}.$$

On voit que la constante de temps d'échauffement de l'huile T_h est de 30 fois supérieure à la constante T_c. Cela nous permet d'admettre que pour les changements rapi es de la charge on peut négliger les variations de la température de l'huile par rapport aux variations de la température du cuivre.

Pour les transformateurs ayant d'autres caractéristiques les constantes de temps varient un peu mais le rapport entre elles reste à peu près le même, c'est-à-dire que les déductions faites plus haut sont générales.

7-10. Capacité de charge d'un transformateur

Pour les conditions de température nominales du milieu réfrigérant, c'est-à-dire à l'air libre, dans un endroit où la valeur annuelle moyenne et la valeur maximale de la température de l'air ambiant variant de façon naturelle sont respectivement de +5 et de +35 °C, le transformateur peut supporter de façon continue une charge nominale constante pendant toute la durée normale de service (de l'ordre de 20 ans) limitée par la dégradation de l'isolation des enroulements.

Dans les conditions réelles d'exploitation la charge peut varier pendant la journée : quelques heures elle peut être en dessous de la valeur nominale et le reste du temps au-dessus de la charge nominale (surcharge). La surcharge systématiquement admissible est déterminée par le rapport $k_s=\frac{I_{max}}{I_{nom}}>1$, où I_{max} est la valeur maximale du courant pour lequel le transformateur peut fonctionner n heures par jour et I_{nom} est la valeur nominale du courant.

Pour déterminer k_s il faut connaître le graphique journalier de marche du transformateur (fig. 7-7). Le coefficient de remplissage de ce graphique est exprimé sous la forme suivante :

$$k_r=\frac{\int_0^{24} i\,dt}{24I_{max}}=\frac{I_{moy\ jour}}{I_{max}}. \qquad (7\text{-}9)$$

L. Schnitzer a montré que la capacité de charge d'un transformateur travaillant d'après un graphique à coefficient de remplissage

donné k_r peut être exprimée par une droite du type $k_s = a - bn$. La relation $k_s = f(n)$ pour plusieurs coefficients de remplissage donnés du graphique k_r est indiquée sur la fig. 7-8. D'après ces courbes pour le coefficient de remplissage donné du graphique k_r on peut déterminer le nombre d'heures par jour de la surcharge admissible du transformateur en fonction du rapport $k_s = \frac{I_{max}}{I_{nom}}$.

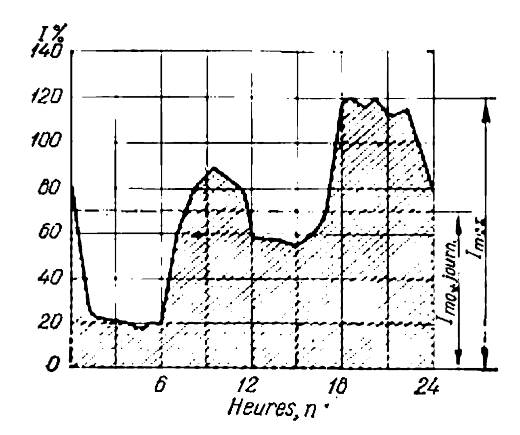


Fig. 7-7. Courbe de la charge journalière.

Fig. 7-8. Courbes du coefficient de surcharge admissible d'un transformateur (k_s) en fonction de la durée de la surcharge (n) et du coefficient de remplissage du graphique de charge.

Dans des cas d'urgence, par exemple, lors de la mise hors service de l'un des transformateurs couplés en parallèle, la Norme soviétique admet des surcharges de courte durée pour les transformateurs: 30 % pendant 2 heures; 60 % pendant 45 minutes; 75% pendant 20 minutes, 100 % pendant 10 minutes et 200 % pendant 1,5 minute.

Les choses se présentent autrement lorsqu'il s'agit de la puissance d'un transformateur installé dans un endroit où la température annuelle moyenne diffère de +5 °C de plus de 2 °C dans un sens ou dans l'autre. Dans ce cas on peut déterminer avec une précision suffisante pour les besoins de la pratique, d'après les données de Schnitzer, la puissance modifiée P' du transformateur d'après la formule

$$P' = P_{nom}\left(1 - \frac{\vartheta_{a\ moy} - 5}{100}\right),$$

où P_{nom} est la puissance nominale du transformateur indiquée sur sa plaque signalétique et $\vartheta_{a\ moy}$ est la température annuelle moyenne de l'air de refroidissement.

7-11. Contrôle de la température et protection thermique des transformateurs

Selon la Norme soviétique les transformateurs doivent être munis d'un dispositif de mesure de la température des couches supérieures de l'huile, voire: a) les transformateurs ne dépassant pas 750 kVA sont dotés de thermomètres à mercure du type courant ou à contacts de signalisation; b) les transformateurs de 1000 kVA et plus sont dotés d'une sonde thermométrique fixée sur la partie latérale de la cuve à une hauteur d'environ 1,5 m du fond du transformateur; c) les transformateurs triphasés de 7500 kVA et plus, ainsi que les transformateurs monophasés de 3333 kVA et plus doivent avoir un mesureur de température à distance pour pouvoir contrôler la température de l'huile au tableau de commande.

Dans les transformateurs de grande puissance on prévoit parfois le contrôle de la température de l'enroulement ϑ_{en}. On utilise surtout deux méthodes de mesure de ϑ_{en}: a) à l'aide de résistances incorporées dans les enroulements et b) à l'aide de modèles thermiques des enroulements. Malgré l'intérêt présenté par ces méthodes elles n'ont pas trouvé un large emploi parce qu'elles compliquent la construction du transformateur.

La protection thermique des transformateurs est réalisée à l'aide de relais thermiques pour les transformateurs de petite puissance et de relais à gaz (relais Buchholz) pour les transformateurs de moyenne et de grande puissance. Nous allons décrire le relais à gaz très répandu et considéré comme un des meilleurs moyens de protection des transformateurs.

Ce relais est basé sur le fait que toute surchauffe dans le transformateur détruit l'isolation de la partie où elle a lieu. Il en résulte toujours l'apparition d'une certaine quantité de produits de décomposition gazéiformes qui se dégagent avec une vitesse plus ou moins grande en fonction de l'intensité du processus thermique. Le gaz dégagé monte et dans les conditions normales est évacué dans l'air par le réservoir d'huile. Le relais à gaz est installé sur le trajet du gaz, entre le couvercle de la cuve et le réservoir d'huile. Il est schématiquement représenté sur la fig. 7-9. A l'état normal le relais est rempli d'huile. Lorsque le gaz se dégage dans le transformateur, il s'accumule dans la partie supérieure du réservoir A et fait baisser graduellement le niveau d'huile. Pour cette raison le flotteur B_1 descend et à un certain moment ferme le circuit avec dispositif de signalisation. On peut juger de l'intensité du processus d'après la vitesse avec laquelle l'huile est refoulée du réservoir A et à cette fin dans la paroi latérale de ce dernier est aménagée une fenêtre avec des divisions. La couleur du gaz a aussi une grande importance; ainsi, la couleur claire du gaz indique la dégradation du papier, une teinte jaunâtre indique la dégradation du bois et une teinte foncée prouve la détérioration de l'huile. En cas de besoin

on peut faire une analyse du gaz en prélevant une certaine quantité par les robinets montés dans le couvercle de la cuve.

Au cas où le dégagement du gaz est intense le flux de gaz atteint avec une certaine force le flotteur B_2 et en l'inclinant ferme le circuit de commande du disjoncteur dans l'huile (fig. 7-9). De cette

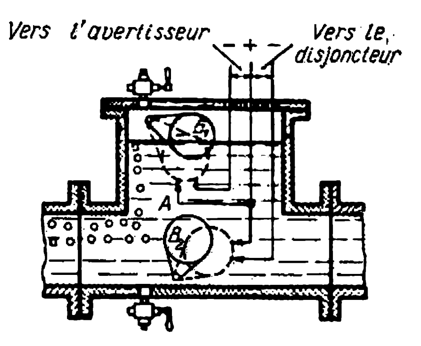


Fig. 7-9. Relais Buchholz.

façon, le relais à gaz signale l'avarie imminente et met le transformateur hors circuit si l'avarie a lieu de façon brusque.

La sensibilité du relais à gaz est très grande. Il commence à signaler le danger d'avarie très tôt. D'autre part, il est de construction simple, bon marché et sûr en fonctionnement.

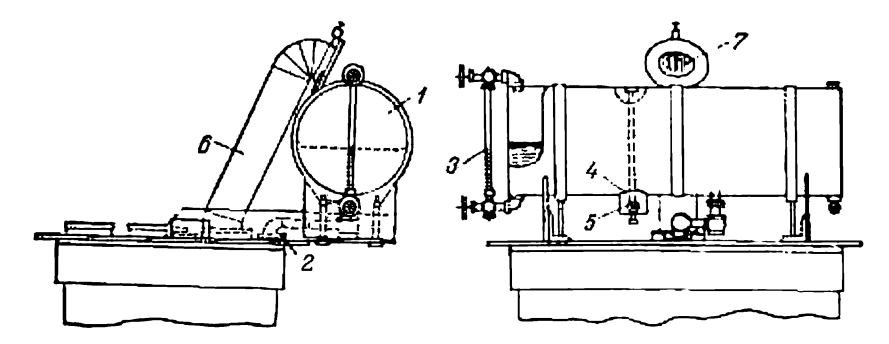


Fig. 7-10. Vue d'ensemble d'un conservateur d'huile et d'un tube d'échappement:
1 — conservateur d'huile; *2* — tube réunissant le conservateur avec le réservoir principal; *3* — indicateur du niveau d'huile; *4* — séparateur d'eau; *5* — soupape pour la prise d'échantillons; *6* — tube d'échappement; *7* — diaphragme de verre.

Parmi les dispositifs de protection on peut classer: a) le conservateur d'huile et b) le tube de décharge.

Le conservateur d'huile (fig. 7-10) est monté en vue d'éliminer le contact direct de l'huile chaude qui se trouve dans la cuve avec l'air pour éviter la forte oxydation de l'huile; cependant il faut

permettre à l'huile de se dilater lors de l'échauffement. Le réservoir d'huile est de forme cylindrique ou rectangulaire monté sur le couvercle de la cuve généralement le long du côté étroit de cette dernière. Il est réuni à la cuve du transformateur par un tube qui s'achève à l'intérieur du reservoir un peu au-dessus de son fond. La capacité du réservoir doit assurer la présence permanente d'huile à tous les régimes de fonctionnement du transformateur et lors des variations de température de l'air ambiant comprises entre —35 et +35 °C. Pour pouvoir contrôler le niveau d'huile dans le réservoir ce dernier est doté d'un indicateur de niveau et sur la paroi du réservoir ou sur celle de la cuve on marque près de l'indicateur de niveau d'huile trois traits de contrôle qui correspondent au niveau de l'huile aux températures de —35, +15 et +35 °C. Généralement, on installe des conservateurs d'huile sur les transformateurs de 100 kVA et plus.

Un tube de décharge (fig. 7-10) est monté sur le couvercle de la cuve des transformateurs de 1000 kVA et plus. C'est un tube d'acier de 20 à 25 cm de diamètre fermé à son extrémité par une plaque de verre formant membrane dont l'épaisseur est comprise entre 3 et 5 mm. Lorsque le transformateur est endommagé à l'intérieur, il se forme dans la cuve une grande quantité de gaz qui repousse la membrane et qui est évacué dans l'atmosphère. Autrement, la cuve du transformateur se déformerait inévitablement.

Deuxième partie

MACHINES SYNCHRONES

Chapitre VIII

RÉACTION D'INDUIT D'UNE MACHINE SYNCHRONE À CHARGE ÉQUILIBRÉE

8-1. Phénomène de réaction d'induit d'un alternateur synchrone polyphasé à charge équilibrée

Examinons d'abord la réaction d'induit dans un alternateur synchrone et son influence sur le champ d'excitation en analysant le côté physique des phénomènes qui y ont lieu.

Le courant dans l'enroulement statorique d'une machine synchrone crée une F.M.M. dont l'onde fondamentale dite F.M.M. de réaction d'induit tourne au synchronisme avec le rotor. La force magnétomotrice de réaction d'induit agit sur la F.M.M. engendrée par l'enroulement d'excitation et peut renforcer ou affaiblir le champ d'excitation de la machine ainsi que déformer le champ magnétique d'excitation.

Dans un alternateur synchrone le déphasage du courant statorique I par rapport à la F.É.M. E_0 induite dans l'enroulement statorique par le flux de l'enroulement d'excitation peut être compris entre $-\frac{\pi}{2} \leqslant \psi \leqslant \frac{\pi}{2}$ où ψ est l'angle de déphasage dans le temps entre le courant statorique I et la F.É.M. E_0. Examinons d'abord les cas extrêmes où $\psi = 0$, $\psi = \frac{\pi}{2}$ et $\psi = -\frac{\pi}{2}$.

Sur la fig. 8-1,*a* est représentée la répartition des courants statoriques et des flux d'un alternateur synchrone pour $\psi = 0$. Le rotor tourne dans le sens horaire. Le maximum de l'onde fondamentale du champ d'excitation se trouvera alors en regard du milieu des pôles et aux mêmes points se trouveront les conducteurs à la

F.É.M. maximale induite; pour $\psi = 0$ s'y trouveront également les conducteurs à maximum de courant, comme représenté sur la fig. 8-1, *a*. Sur la fig. 8-1,*b* est représentée la disposition relative de l'onde fondamentale du champ d'excitation (courbe *2*) et de l'onde fondamentale de réaction d'induit (courbe *1*). Dans ce cas, la F.M.M. de réaction d'induit, comme dans une machine à courant continu

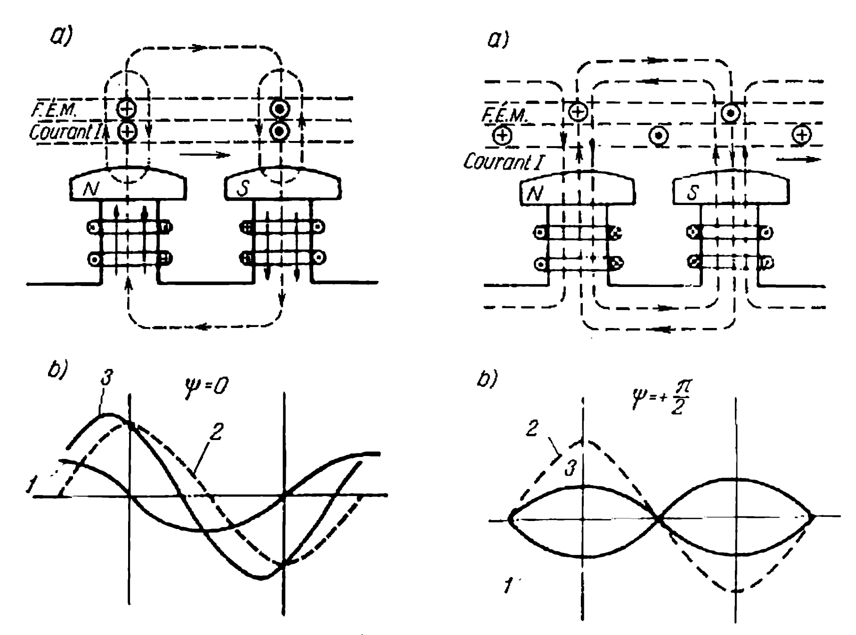


Fig. 8-1. Champ de réaction d'induit pour $\psi = 0$.

Fig. 8-2. Champ de réaction d'induit pour $\psi = \frac{\pi}{2}$.

lorsque les balais se trouvent sur la ligne neutre, est dirigée perpendiculairement à la F.M.M. des pôles. Cela provoque une déformation de la courbe du champ et une répartition asymétrique de l'induction sous la pièce polaire. L'induction sous la corne de sortie de la pièce polaire augmente un peu mais diminue sous la corne d'entrée. L'axe du champ résultant (courbe *3*) est déplacé sous l'action de la F.M.M. de réaction d'induit dans l'alternateur dans le sens opposé au sens de rotation du rotor, ce qui correspond au déplacement dans le sens de rotation du champ d'induit dans une machine à courant continu.

La fig. 8-2,*a* représente la répartition des courants et des flux pour $\psi = +\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire pour un courant purement inductif de la charge par rapport à la F.É.M. E_0. Dans ce cas, le maximum des courants sera décalé dans l'espace par rapport au maximum des

F.É.M., qui coïncide avec le milieu des pôles, d'un angle $\frac{\pi}{2}$ dans le sens opposé au sens de rotation car l'onde fondamentale de réaction d'induit tourne au synchronisme avec les pôles d'excitation et pour $\psi = +\frac{\pi}{2}$ l'onde du courant est déphasée en arrière par rapport à l'onde de la F.É.M. d'un angle $\psi = -\frac{\pi}{2}$. Le champ engendré par la

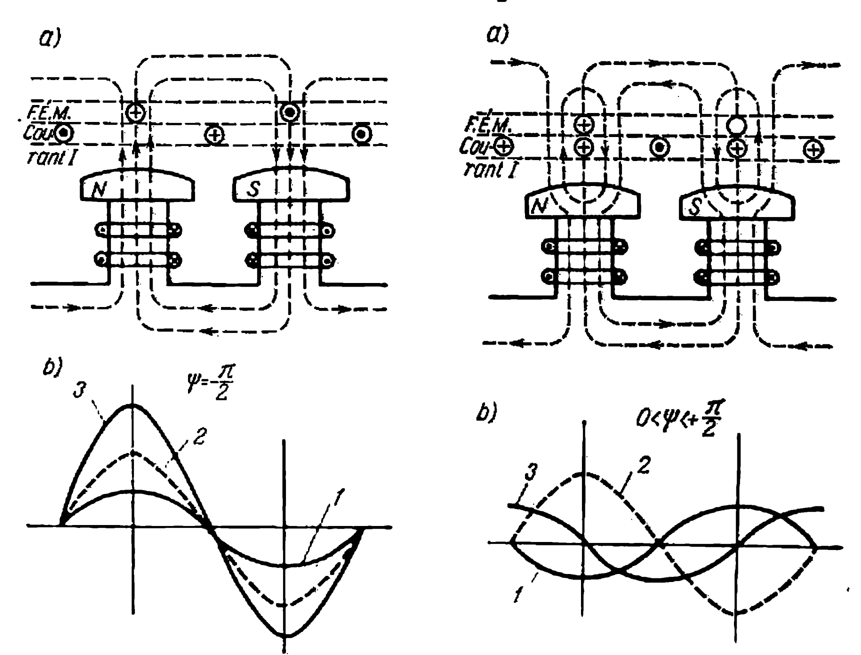


Fig. 8-3. Champ de réaction d'induit pour $\psi = -\frac{\pi}{2}$.

Fig. 8-4. Champ de réaction d'induit pour $0 < \psi < \frac{\pi}{2}$.

F.M.M. de réaction d'induit sera opposé au flux d'excitation des pôles et pour cette raison agira sur ces derniers de façon démagnétisante.

La fig. 8-3,*a* représente la répartition des courants et des flux pour $\psi = -\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire pour un courant I purement capacitif de la charge par rapport à la F.É.M. E_0. Dans ce cas le maximum des courants sera décalé à droite par rapport au maximum des F.É.M. qui se trouve toujours sous le milieu des pôles et pour cette raison la réaction d'induit aura une action magnétisante sur le champ d'excitation.

Pour les valeurs intermédiaires de ψ, par exemple pour $0 < \psi < \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire pour une charge inductive mixte (fig. 8-4), on peut

décomposer l'onde sinusoïdale de l'harmonique fondamental de la F.M.M. de réaction d'induit en deux composantes à amplitudes respectives de

$$F_a \cos\psi \quad \text{et} \quad F_a \sin\psi$$

dont la somme géométrique est égale à l'amplitude de la F.M.M. de réaction d'induit F_a. La valeur $F_a = F_1$ est alors déterminée par l'égalité (4-36):

$$F_a = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{wk_{b1}}{p} I.$$

La composante

$$F_{aq} = F_a \cos\psi \tag{8-1}$$

créera une réaction d'induit transversale de façon analogue à la fig. 8-1 et la composante

$$F_{ad} = F_a \sin\psi \tag{8-2}$$

créera une composante démagnétisante longitudinale de réaction d'induit de façon analogue au cas présenté sur la fig. 8-2. De même, lorsque $0 > \psi > -\frac{\pi}{2}$ la F.M.M. de réaction d'induit F_a est aussi décomposée en composantes:

$$F_{aq} = F_a \cos\psi; \quad F_{ad} = F_a \sin\psi,$$

dont la première est la composante transversale et la seconde est la composante longitudinale de la réaction d'induit qui renforce le champ d'excitation de façon analogue au cas indiqué sur la fig. 8-3. Sur la fig. 8-4,*b* la composante transversale de la F.M.M. à amplitude F_{aq} est représentée par la courbe *3* et la composante longitudinale de la F.M.M. à amplitude F_{ad} est représentée par la courbe *1*.

La somme géométrique des ondes fondamentales des F.M.M. de l'enroulement d'induit et de l'enroulement d'excitation forme dans une machine synchrone la F.M.M. qui crée le flux magnétique résultant.

Lors de la construction des diagrammes vectoriels des F.É.M. et des F.M.M. il faut connaître la valeur de la F.M.M. de réaction d'induit qui est équivalente à une certaine valeur de la F.M.M. d'excitation. La connaissance de cette relation permet d'utiliser la caractéristique à vide sur l'axe des abscisses de laquelle est portée la F.M.M. ou le courant de l'enroulement d'excitation, qui lui est proportionnel, pour déterminer l'influence de la F.M.M. de réaction d'induit. Lorsqu'on ramène la F.M.M. de réaction d'induit à l'échelle de la F.M.M. d'excitation il faut distinguer les cas d'une machine à pôles lisses et d'une machine à pôles saillants.

8-2. Réaction d'induit d'une machine synchrone à pôles lisses

L'enroulement d'excitation d'une machine à pôles lisses est disposé sur la plus grande partie de la périphérie du rotor qui forme la zone de petites dents, et l'autre partie, plus petite, qui reste non bobinée forme la zone de la grande dent (fig. 8-5). En négligeant l'influence des encoches qui donnent à la courbe de F.M.M. une forme en gradins, on peut considérer que la F.M.M. d'excitation est répartie suivant la périphérie du rotor cylindrique à pôles lisses selon la loi de trapèze (fig. 8-5).

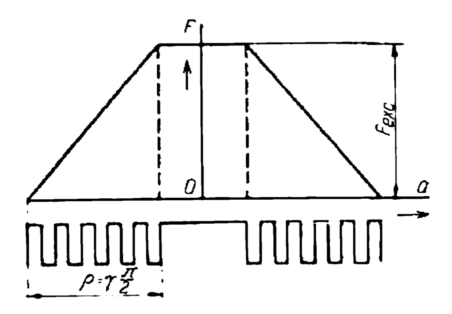


Fig. 8-5. F.M.M. de l'enroulement d'excitation d'une machine synchrone à pôles lisses.

Le rapport γ de la partie bobinée du pôle à l'intervalle polaire entier est généralement compris entre 0,67 et 0,8.

Désignons la coordonnée angulaire spatiale le long de l'entrefer par a.

En développant en séries de Fourrier la courbe trapézoïdale de la F.M.M. d'excitation (fig. 8-5), lorsque l'origine des coordonnées se trouve en regard du centre de la grande dent, on obtient:

$$F = F_{\text{exc } 1} \cos a + F_{\text{exc } 3} \cos 3a + F_{\text{exc } 5} \cos 5a + \ldots \tag{8-3}$$

L'amplitude de l'harmonique d'ordre ν sera:

$$F_{\text{exc } \nu} = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} F \cos \nu a \, da = \frac{4}{\pi} \int_{0}^{(1-\gamma)\frac{\pi}{2}} F_{\text{exc}} \cos \nu a \, da +$$

$$+ \frac{4}{\pi} \int_{(1-\gamma)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\frac{\pi}{2} - a}{\gamma \frac{\pi}{2}} F_{\text{exc}} \cos \nu a \, da.$$

En intégrant et en tenant compte du fait que ν est un nombre impair, on obtient:

$$F_{\mathrm{exc}\ \nu}=\frac{8}{\pi^2}\frac{F_{\mathrm{exc}}}{\gamma}\cdot\frac{1}{\nu^2}\sin\frac{\nu\pi}{2}\sin\nu\gamma\frac{\pi}{2}. \qquad (8\text{-}4)$$

F_{exc} représente la F.M.M. de l'enroulement d'excitation par pôle

$$F_{\mathrm{exc}}=w_{\mathrm{exc}}i_{\mathrm{exc}}, \qquad (8\text{-}5)$$

où i_{exc} est le courant d'excitation et w_{exc} est le nombre de spires par pôle.

Pour l'harmonique fondamental ($\nu=1$) on tire de l'expression (8-4):

$$F_{\mathrm{exc}\ 1}=\frac{8\sin\frac{\gamma\pi}{2}}{\pi^2\gamma}F_{\mathrm{exc}}=k_fF_{\mathrm{exc}}, \qquad (8\text{-}6)$$

ù le coefficient

$$k_f=\frac{8\sin\frac{\gamma\pi}{2}}{\pi^2\gamma} \qquad (8\text{-}7)$$

est appelé *coefficient de forme du champ d'excitation* qui exprime le rapport de l'amplitude de l'induction de l'onde fondamentale du champ d'excitation à la valeur maximale réelle de l'induction du champ d'excitation.

La F.M.M. d'excitation pour i_{exc} = const reste invariable dans le temps, car l'enroulement d'excitation est alimenté en courant continu. La teneur minimale relative en harmoniques est obtenue pour $\gamma = 0{,}75$ et pour cette raison on essaie généralement dans les turbo-alternateurs d'avoir pour γ une valeur de l'ordre de la valeur indiquée. Par exemple, pour 24 encoches comportant l'enroulement et le nombre total d'intervalles d'encoche égal à 32, ce qui a lieu dans certains turbo-alternateurs de l'usine « Electrosila »,

$$\gamma=\frac{24}{32}=0{,}75.$$

Trouvons la F.M.M. d'excitation qui engendre le même flux d'onde fondamentale que la F.M.M. de réaction d'induit de valeur donnée. Vu que pour un circuit magnétique non saturé les flux sont proportionnels aux F.M.M. qui les engendrent, nous pouvons, en séparant l'amplitude de l'onde fondamentale de la F.M.M. du système d'excitation et en l'égalant à l'amplitude de l'onde fondamentale de la F.M.M. de réaction d'induit, trouver l'expression de F.M.M. de réaction d'induit à l'échelle de la F.M.M. d'excitation. L'amplitude de l'onde fondamentale de la F.M.M. de l'enroulement d'excitation d'un pôle est donnée par l'équation (8-6). L'amplitude de l'onde fondamentale de réaction d'induit

d'une machine triphasée à charge équilibrée et à courant de phase I sera donc:

$$F_a = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \frac{wk_b}{p} I. \qquad (8\text{-}8)$$

On peut trouver la valeur de la F.M.M. d'excitation $F_{exc\,é}$, équivalente à la valeur donnée de la F.M.M. de réaction d'induit F_a, lorsqu'on remplace dans l'expression (8-5) F_{exc} par une F.M.M. d'excitation équivalente $F_{exc\,é}$ et on détermine cette valeur de l'égalité des harmoniques fondamentaux de la F.M.M. selon (8-6) et (8-8). De cette façon,

$$F_a = \frac{8\sin\frac{\gamma\pi}{2}}{\pi^2\gamma} F_{exc\,é} = k_f F_{exc\,é},$$

d'où pour le coefficient de réduction de la F.M.M. de réaction d'induit à la F.M.M. de l'enroulement d'excitation

$$k_a = \frac{F_{exc\,é}}{F_a} \qquad (8\text{-}9)$$

on obtient:

$$k_a = \frac{\pi^2\gamma}{8\sin\frac{\gamma\pi}{2}} = \frac{1}{k_f}. \qquad (8\text{-}10)$$

Pour chaque machine le coefficient k_a représente une certaine valeur déterminée et

$$F_{exc\,é} = k_a F_a = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \frac{wk_b}{p} k_a I. \qquad (8\text{-}11)$$

En posant dans (8-11)

$$F_{exc\,é} = w_{exc} i_{exc\,é}$$

on peut trouver également le courant d'excitation $i_{exc\,é}$ équivalent au courant d'induit I.

De cette façon, le coefficient k_a permet d'exprimer la F.M.M. d'induit à l'échelle de la F.M.M. d'excitation et par conséquent la caractéristique à vide permet de trouver la variation du flux de réaction d'induit en fonction de l'amplitude de l'harmonique fondamental de la F.M.M. d'induit.

Le tableau 8-1 donne le coefficient k_a en fonction de γ. Pour $\gamma = 0{,}75$, rapport le plus répandu, $k_a = 1$ et par conséquent l'amplitude de l'onde fondamentale de réaction d'induit est égale au maximum de la F.M.M. d'excitation équivalente (à la hauteur de la courbe trapézoïdale.)

Le flux de réaction d'induit engendre dans l'enroulement de l'induit une F.É.M. de réaction d'induit E_a, proportionnelle, pour μ = const, au courant d'induit I:

$$E_a = x_a I. \qquad (8\text{-}12)$$

Tableau 8-1

Coefficient de réduction de la F.M.M. de réaction d'induit d'une machine synchrone à pôles lisses

γ	$\gamma \cdot 90°$	k_a
0,60	54,0°	0,918
0,66	59,4°	0,943
0,70	63,0°	0,970
0,75	67,5°	1,000
0,80	72,0°	1,035

La grandeur x_a est appelée réactance nductive de réaction d'induit d'une machine à pôles lisses qui conformément à l'expression (5-5) vaut:

$$x_a = 2mf \frac{\mu_0 D_i l}{k_\delta k_\mu \delta} \frac{w^2 k_b^2}{p^2} . \qquad (8\text{-}13)$$

8-3. Réaction d'induit d'une machine synchrone à pôles saillants. Théorie de deux réactions

Dans une machine à pôles saillants l'entrefer n'est pas constant (même si l'on fait abstraction des encoches dans le stator) par suite de l'existence d'un grand espace interpolaire.

La courbe sinusoïdale de l'harmonique fondamental de la F.M.M. de réaction d'induit en interaction avec l'harmonique fondamental de la F.M.M. de l'enroulement d'induit crée une F.M.M. résultante dont l'axe est décalé par rapport à l'axe des pôles dans le sens opposé au sens de rotation.

Vu que l'entrefer, qui est symétrique par rapport à l'axe des pôles, devient asymétrique par rapport à l'axe de la F.M.M. résultante décalé de l'axe des pôles, la courbe résultante du champ due à la F.M.M. résultante sera asymétrique et contiendra des harmoniques supérieurs assez importants. La forme du champ résultant et l'amplitude de l'onde fondamentale du champ pour la même amplitude de la F.M.M. résultante changeront en fonction de l'angle ψ.

Pour le calcul quantitatif de l'influence de la réaction d'induit dans une machine à pôles saillants on étudiera le phénomène, afin de simplifier les calculs, comme si la F.M.M. d'excitation et la F.M.M. de réaction créent dans la machine des flux indépendants engendrant dans l'enroulement statorique des F.É.M. indépendantes. Lorsque le fer n'est pas saturé on pourra trouver d'abord d'après les composantes de la F.M.M. leur résultante et le flux résultant de la machine qui permettra de déterminer la F.É.M., ou bien on pourra trouver les flux des composantes de la F.M.M.; on déterminera ensuite d'après ces flux les composantes de la F.É.M. et finalement par

composition géométrique des composantes de la F.É.M. on trouvera la résultante. Il peut y avoir une différence si l'on prend en considération le phénomène de saturation du circuit magnétique mais puisque pour des entrefers relativement grands des machines synchrones l'influence de la saturation est faible et son calcul est complexe, lors de l'analyse de la réaction d'induit on néglige ce phénomène et on en tiendra seulement compte indirectement lors de la construction des diagrammes de tension.

De cette façon, l'onde fondamentale du champ due à la F.M.M. d'excitation variera proportionnellement à l'amplitude de l'onde fondamentale de la F.M.M. Tous les harmoniques de la courbe du champ varieront également proportionnellement à l'amplitude de l'onde fondamentale de la F.M.M. Quant à l'amplitude de l'onde fondamentale du champ de réaction d'induit, elle dépendra non seulement de l'onde fondamentale de la F.M.M. de réaction d'induit mais aussi de l'angle ψ. Les harmoniques de la courbe du champ de réaction d'induit, dus à l'asymétrie de l'entrefer, dépendront également de l'angle ψ. Si nous voulions, comme pour la machine à pôles lisses, trouver pour tout le champ de réaction d'induit le coefficient k_a, qui permettrait d'exprimer la F.M.M. de réaction d'induit à l'échelle de la F.M.M. d'excitation, il est évident que la valeur de ce coefficient dépendrait de l'angle ψ, ce qui aurait compliqué l'analyse.

Aussi pour analyser cette question on utilise la théorie de deux réactions proposée par Blondel et qui est la suivante.

Après avoir isolé l'onde fondamentale de la F.M.M. de réaction d'induit par les méthodes indiquées nous la décomposons en deux composantes suivant les axes principaux du circuit magnétique de la machine: composante longitudinale dont le maximum coïncide avec l'axe des pôles et la composante transversale dont le maximum coïncide avec le milieu de l'espace interpolaire. L'amplitude de la composante d'onde fondamentale de réaction d'induit suivant l'axe longitudinal sera:

$$F_{ad} = F_a \sin \psi,$$

et l'amplitude de la composante suivant l'axe transversal sera:

$$F_{aq} = F_a \cos \psi.$$

Vu que chacune de ces composantes ne change pas de position par rapport à l'axe des pôles, on peut trouver pour chacune d'elles les coefficients correspondants: k_{ad} pour l'axe longitudinal et k_{aq} pour l'axe transversal qui permettront d'exprimer pour chacune de ces composantes la F.M.M. de réaction d'induit à l'échelle de la F.M.M. d'excitation, comme pour une machine à pôles lisses on trouve un coefficient k_a qui reste invariable pour toutes les valeurs de l'angle ψ. La seule différence est que pour une machine à pôles lisses on considère dans l'enroulement statorique une F.É.M. commune de l'onde fondamentale due à la réaction d'induit E_a

et dans une machine à pôles saillants on considère deux F.É.M. : E_{ad} et E_{aq} dues à la réaction d'induit longitudinale et à la réaction d'induit transversale déphasées de 90°. Vu que la forme du champ créée par la même onde fondamentale de réaction d'induit pour $\psi = 0$ et $\psi = \pm \frac{\pi}{2}$ ne sera pas la même, il est évident que les coefficients de réaction d'induit k_{ad} et k_{aq} sont différents. Faisons l'analyse de la réaction d'induit suivant les deux axes.

a) Réaction d'induit suivant l'axe longitudinal. On a représenté sur la fig. 8-6,*a* la position de la courbe de l'onde fondamentale de réaction d'induit $F_{ad} \cos a = F_a \sin \psi \cos a$ par rapport

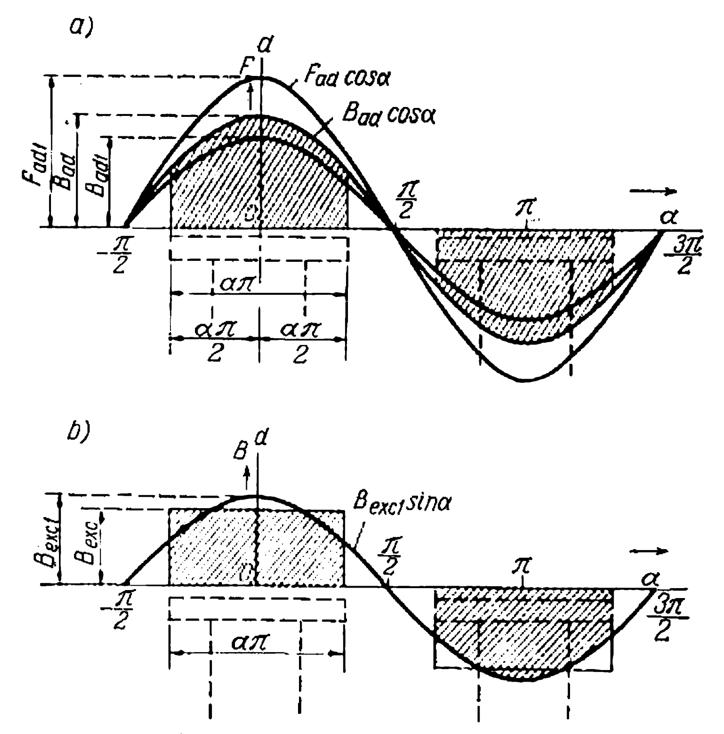


Fig. 8-6. F.M.M. et champ magnétique de la réaction d'induit suivant l'axe longitudinal et de l'enroulement d'excitation d'une machine synchrone à pôles saillants.

au système de pôles pour $\psi = \pm \frac{\pi}{2}$. Le rapport de la largeur de la pièce polaire à l'intervalle polaire (le coefficient de l'arc polaire) est désigné par α. Les surfaces hachurées correspondent à l'induction créée par l'onde sinusoïdale de la composante de la réaction d'induit longitudinale en admettant que l'entrefer reste constant

le long de la pièce polaire, mais sa valeur est très petite $\delta \approx 0$, ce qui permet de négliger les effets de bord, et que la perméabilité du matériau dont se compose le circuit magnétique est infiniment grande. En négligeant la réluctance du fer dans le circuit magnétique ainsi que la perméance de l'espace dans la zone située entre les pôles et les pièces polaires (ce qui est valable pour des entrefers relativement petits), on peut admettre que la courbe d'induction dans l'entrefer a le long de la pièce polaire la même forme que la courbe de la F.M.M. Vu que le champ perd sa forme sinusoïdale, il induira dans l'enroulement statorique des F.É.M. non seulement de l'harmonique fondamental mais aussi des harmoniques supérieurs. Déterminons le coefficient k_d qui exprime la diminution de l'amplitude de l'onde fondamentale du champ par rapport à l'entrefer uniforme et à cette fin trouvons l'harmonique fondamental du champ représenté par la surface hachurée (fig. 8-6,*a*).

Si on place l'origine des coordonnées sous le centre du pôle, comme sur la fig. 8-6,*a*, tous les termes comportant des sinus disparaîtront et les termes comportant des cosinus resteront. Pour l'amplitude de l'harmonique fondamental du champ B_{ad1} on trouve dans ce cas:

$$B_{ad\,1}=\frac{2}{\pi}\int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} B\cos a\,da=\frac{2}{\pi}\int\limits_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{\frac{\alpha\pi}{2}} B_{ad}\cos^2 a\,da,$$

car dans le cas considéré l'induction B diffère du zéro seulement dans la zone $-\frac{\alpha\pi}{2}\leqslant a\leqslant\frac{\alpha\pi}{2}$, où elle vaut:

$$B=B_{ad}\cos a,$$

où B_{ad} représente la valeur maximum de l'induction de la réaction d'induit longitudinale, c'est-à-dire la valeur de B sous le centre de la pièce polaire.

On trouve par l'intégration:

$$B_{ad\,1}=\frac{B_{ad}}{\pi}\int\limits_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{\frac{\alpha\pi}{2}}(1+\cos 2a)\,da=$$

$$=\frac{B_{ad}}{\pi}\left[a+\frac{\sin 2a}{2}\right]_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{\frac{\alpha\pi}{2}}=\frac{\alpha\pi+\sin\alpha\pi}{\pi}B_{ad}. \qquad (8\text{-}14)$$

Le coefficient

$$k_d=\frac{B_{ad\,1}}{B_{ad}}, \qquad (8\text{-}15)$$

qui détermine le degré de diminution de l'amplitude de l'harmonique fondamental du champ de la réaction d'induit longitudinale par suite de l'irrégularité de l'entrefer due à la présence d'un espace aérien entre les pôles et les pièces polaires, est appelé coefficient de forme du champ de la réaction d'induit longitudinale. Selon (8-14) et (8-15) pour $\delta = \text{const} \approx 0$

$$k_d = \frac{\alpha\pi + \sin \alpha\pi}{\pi}. \tag{8-16}$$

L'induction maximale du champ de réaction d'induit suivant l'axe longutudinal dans le cas général, en tenant compte de la denture du stator, est

$$B_{ad} = \frac{\mu_0}{k_\delta \delta} F_{ad}, \tag{8-17}$$

où δ est la valeur de l'entrefer sous le centre de la pièce polaire.

Cherchons maintenant l'harmonique fondamental du champ créé par les F.M.M. des pôles. Si l'entrefer sous la pièce polaire est uniforme et très petit, le champ d'excitation est de la forme d'un rectangle dont la base est égale à $\alpha\pi$ (fig. 8-6,*b*). Cette courbe a un harmonique fondamental dont l'amplitude est égale à

$$B_{\text{exc }1} = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{\frac{\alpha\pi}{2}} B_{\text{exc}} \cos a \, da = \frac{4}{\pi} \sin \frac{\alpha\pi}{2} B_{\text{exc}}. \tag{8-18}$$

Dans le cas général B_{exc} représente la valeur maximale de l'induction du champ d'excitation sous le centre de la pièce polaire et est égale à :

$$B_{\text{exc}} = \frac{\mu_0}{k_\delta \delta} F_{\text{exc}}. \tag{8-19}$$

Le rapport de l'amplitude de l'induction de l'onde fondamentale du champ d'excitation $B_{\text{exc }1}$ à la valeur maximale de l'induction de ce champ

$$k_f = \frac{B_{\text{exc }1}}{B_{\text{exc}}} \tag{8-20}$$

est appelé *coefficient de forme du champ d'excitation.*

Pour un entrefer uniforme et très petit sous la pièce polaire ce coefficient, selon (8-18), est égal à :

$$k_f = \frac{4}{\pi} \sin \frac{\alpha\pi}{2}. \tag{8-21}$$

On peut trouver la F.M.M. de l'enroulement d'excitation $F_{\text{exc } d}$, équivalente à la F.M.M. de réaction d'induit suivant l'axe longitudinal F_{ad}, en partant de la condition d'égalité des harmoniques

fondamentaux du champ magnétique créés par ces F.M.M.:

$$\frac{\mu_0}{\delta k_\delta} F_{\text{exc}\,d} k_f = \frac{\mu_0}{\delta k_\delta} F_{ad} k_d,$$

d'où

$$F_{\text{exc}\,d} = \frac{k_d}{k_f} F_{ad} = k_{ad} F_{ad}.$$

Le coefficient

$$k_{ad} = \frac{k_d}{k_f} \tag{8-22}$$

est appelé *coefficient de réduction de la F.M.M. de la réaction d'induit suivant l'axe longitudinal à la F.M.M. de l'enroulement d'excitation* ou de façon abrégée *coefficient de réaction longitudinale*. Pour $\delta = \text{const} \approx 0$ ce coefficient selon (8-16) et (8-21) est:

$$k_{ad} = \frac{\alpha\pi + \sin\alpha\pi}{4\sin\frac{\alpha\pi}{2}}. \tag{8-23}$$

Les données pratiques concernant les coefficients introduits ci-dessus sont indiquées ci-après.

Pour une valeur donnée de k_{ad} la F.M.M. d'excitation équivalente $F_{\text{exc}\,d}$ est déterminée suivant la relation:

$$F_{\text{exc}\,d} = k_{ad} F_{ad} = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \frac{wk_{\text{b}}}{p} k_{ad} I \sin\psi. \tag{8-24}$$

D'autre part, on a:

$$F_{\text{exc}\,d} = w_{\text{exc}} i_{\text{exc}\,d}. \tag{8-25}$$

En égalisant les expressions de $F_{\text{exc}\,d}$ dans (8-24) et (8-25) on peut également trouver le courant d'excitation $i_{\text{exc}\,d}$ équivalant à la composante longitudinale du courant statorique: $I_d = I\sin\psi$, à savoir:

$$i_{\text{exc}\,d} = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \frac{wk_{\text{b}}}{pw_{\text{exc}}} k_{ad} I_d. \tag{8-26}$$

La F.É.M. E_{ad} induite dans l'enroulement statorique par la F.M.M. de réaction longitudinale F_{ad} est la F.É.M. d'auto-induction d'une phase de l'enroulement statorique due à ce champ en tenant compte de l'induction mutuelle due à d'autres phases du stator. Pour $\mu = \text{const}$, la F.É.M. E_{ad} est proportionnelle à F_{ad} et par conséquent à la composante longitudinale I_d du courant:

$$E_{ad} = x_{ad} I_d. \tag{8-27}$$

Le coefficient de proportionnalité x_{ad} est la *réactance inductive de réaction d'induit suivant l'axe longitudinal*.

Vu la non-uniformité de l'entrefer des machines à pôles saillants (configuration de la pièce polaire), l'harmonique fondamental du champ de réaction d'induit suivant l'axe longitudinal diminue proportionnellement à k_d et on trouve la valeur de x_{ad} en multipliant x_a suivant (8-13) par k_d:

$$x_{ad} = 2mf \frac{\mu_0 D_i l}{k_\delta k_\mu \delta} \frac{w^2 k_b^2}{p^2} k_d. \tag{8-28}$$

L'expression (8-28) présente de façon nette la relation entre x_{ad} et les caractéristiques de la machine.

b) Réaction d'induit suivant l'axe transversal. De façon analogue on peut étudier la réaction d'induit suivant l'axe transversal. La fig. 8-7 représente la position de l'onde fondamentale de la réaction

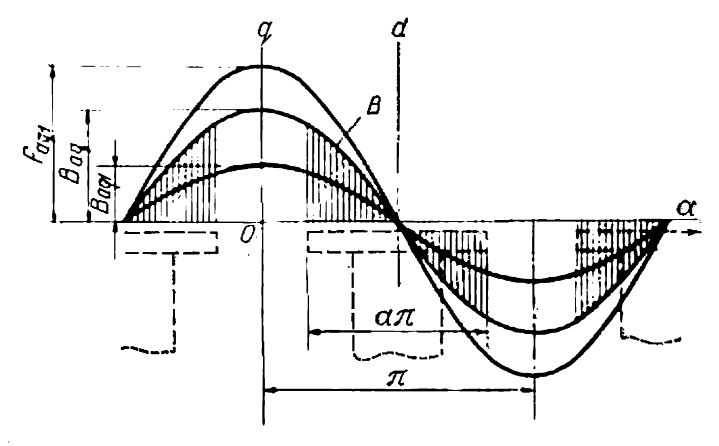


Fig. 8-7. F.M.M. et champ magnétique de réaction d'induit d'une machine synchrone à pôles saillants suivant l'axe transversal.

d'induit transversale d'amplitude $F_{aq} = F_a \cos\psi$ qui assure l'aimantation transversale de la machine et ne se trouve pas en interaction directe avec la F.M.M. d'excitation. Les surfaces hachurées représentent le champ créé par la réaction d'induit transversale en admettant que l'entrefer est uniforme tout le long de la pièce polaire et extrêmement petit ($\delta \approx 0$) et la perméabilité du matériau dont se compose le circuit magnétique est infiniment grande.

Dans ces conditions la courbe d'induction B le long de la pièce polaire varie par rapport à l'axe transversal q suivant la loi $B = B_{aq} \cos \alpha$ et par rapport à l'axe transversal d suivant la loi $B = B_{aq} \sin \alpha$. Dans ce cas B_{aq} représente la valeur maximale de l'induction du champ de réaction transversale à condition que l'entrefer δ soit uniforme suivant toute la périphérie:

$$B_{aq} = \frac{\mu_0}{k_\delta \delta} F_{aq}.$$

Désignons par k_q le *coefficient de forme du champ de réaction transversale*:

$$k_q = \frac{B_{aq\,1}}{B_{aq}}, \qquad (8\text{-}29)$$

où B_{aq1} représente l'amplitude de l'harmonique fondamental du champ magnétique de réaction transversale. Le coefficient k_q détermine le degré de diminution de B_{aq1} par rapport à B_{aq} par suite de la non-uniformité de l'entrefer provoquée par l'existence d'un espace aérien entre les pôles.

La valeur de B_{aq1} pour le cas $\delta = \text{const} \approx 0$ suivant la longueur de la pièce polaire sera déterminée conformément à la fig. 8-7, si l'on compte la coordonnée a depuis l'axe d, par l'expression:

$$B_{aq\,1} = \frac{2}{\pi} \int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} B \sin a\, da = \frac{2}{\pi} \int\limits_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{+\frac{\alpha\pi}{2}} B_{aq} \sin^2 a\, da =$$

$$= \frac{B_{aq}}{\pi} \int\limits_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{+\frac{\alpha\pi}{2}} (1 - \cos 2a)\, da = \frac{B_{aq}}{\pi} \left[a - \frac{\sin 2a}{2} \right]_{-\frac{\alpha\pi}{2}}^{+\frac{\alpha\pi}{2}} =$$

$$= \frac{\alpha\pi - \sin \alpha\pi}{\pi} B_{aq}, \qquad (8\text{-}30)$$

ce qui donne la valeur suivante de k_q pour le cas $\delta = \text{const} \approx 0$:

$$k_q = \frac{\alpha\pi - \sin \alpha\pi}{\pi}. \qquad (8\text{-}31)$$

Déterminons la valeur équivalente de la F.M.M. d'excitation $F_{\text{exc}\,q}$ qui, en agissant suivant l'axe transversal, aurait créé le même harmonique fondamental du champ que la valeur donnée de la F.M.M. de réaction transversale F_{aq}. Selon ce que nous avons exposé précédemment, entre $F_{\text{exc}\,q}$ et F_{aq} doit être valable la relation suivante

$$\frac{\mu_0}{k_\delta \delta} F_{\text{exc}\,q} k_f = \frac{\mu_0}{k_\delta \delta} F_{aq} k_q, \qquad (8\text{-}32)$$

où k_f a la même valeur que dans l'expression (8-21) lors de l'analyse de la réaction d'induit longitudinale.

De la formule (8-32) on trouve:

$$F_{\text{exc}\,q} = k_{aq} F_{aq}, \qquad (8\text{-}33)$$

où

$$k_{aq} = \frac{k_q}{k_f} \qquad (8\text{-}34)$$

représente le *coefficient de réduction de la F.M.M. de réaction d'induit suivant l'axe transversal à la F.M.M. de l'enroulement d'excitation* ou, de façon plus courte, le *coefficient de réaction transversale.*

Pour δ = const ≈ 0, selon (8-21) et (8-31), le coefficient k_{aq} est

$$k_{aq}=\frac{\alpha\pi-\sin\alpha\pi}{4\sin\frac{\alpha\pi}{2}}. \tag{8-35}$$

Pour k_{aq} donné, la F.M.M. d'excitation équivalente peut être trouvée d'après la relation:

$$F_{\text{exc}\ q}=k_{aq}F_{aq}=\frac{m\sqrt{2}}{\pi}\ \frac{wk_{b}}{p}\ k_{aq}I\cos\psi. \tag{8-36}$$

Si l'on substitue dans (8-36)

$$F_{\text{exc}\,q}=w_{\text{exc}}i_{\text{exc}\,q}, \tag{8-37}$$

on peut trouver le courant d'excitation i_{aq} équivalant à la composante transversale du courant d'induit:

$$I_q=I\cos\psi. \tag{8-38}$$

L'harmonique fondamental du champ de réaction transversale engendre dans l'enroulement de l'induit une F.É.M.

$$E_{aq}=x_{aq}I_q, \tag{8-39}$$

où x_{aq} représente la *réactance inductive de réaction d'induit suivant l'axe transversal.*

On peut obtenir l'expression de x_{aq} de la formule (8-28) si l'on remplace k_d par k_q et on omet le coefficient de saturation k_μ car les flux de réaction d'induit transversale qui se ferment par de grands espaces aériens entre les pôles dépendent peu de la saturation. Ainsi on a:

$$x_{aq}=2mf\,\frac{\mu_0D_il}{k_\delta\delta}\cdot\frac{w^2k_b^2}{p^2}\,k_q. \tag{8-40}$$

c) Coefficients de réaction d'induit. Les valeurs des coefficients k_d, k_q, k_{ad}, k_{aq} et k_f pour un très petit entrefer uniforme sous la pièce polaire, calculées selon (8-16), (8-21), (8-23), (8-31) et (8-35), sont données dans le tableau 8-2. On y voit que k_q et k_{aq} sont respectivement beaucoup plus petits que k_d et k_{ad} et deviennent égaux seulement pour $\alpha = 1$, c'est-à-dire lorsque les pièces polaires de pôles voisins se touchent.

Dans les machines réelles l'entrefer sous la pièce polaire a une valeur finie et pour réduire l'influence de la réaction d'induit on le fait beaucoup plus grand que, par exemple, dans les machines asynchrones. De plus, pour obtenir une forme du champ d'excitation aussi voisine que possible d'une sinusoïde, on fait de sorte que l'en-

Tableau 8-2

Coefficients de forme du champ et de la réaction d'induit d'une machine synchrone à pôles saillants ayant un entrefer uniforme et infiniment petit sous la pièce polaire

$\alpha = \frac{b}{\tau}$	0,4	0,5	0,6	0,667	0,7	0,8	1,0
k_d	0,703	0,818	0,913	0,943	0,958	0,987	1,000
k_q	0,097	0,182	0,287	0,391	0,442	0,613	1,000
k_f	0,749	0,900	1,032	1,104	1,135	1,212	1,275
k_{ad}	0,938	0,910	0,883	0,853	0,843	0,813	0,785
k_{aq}	0,129	0,202	0,288	0,354	0,389	0,505	0,785

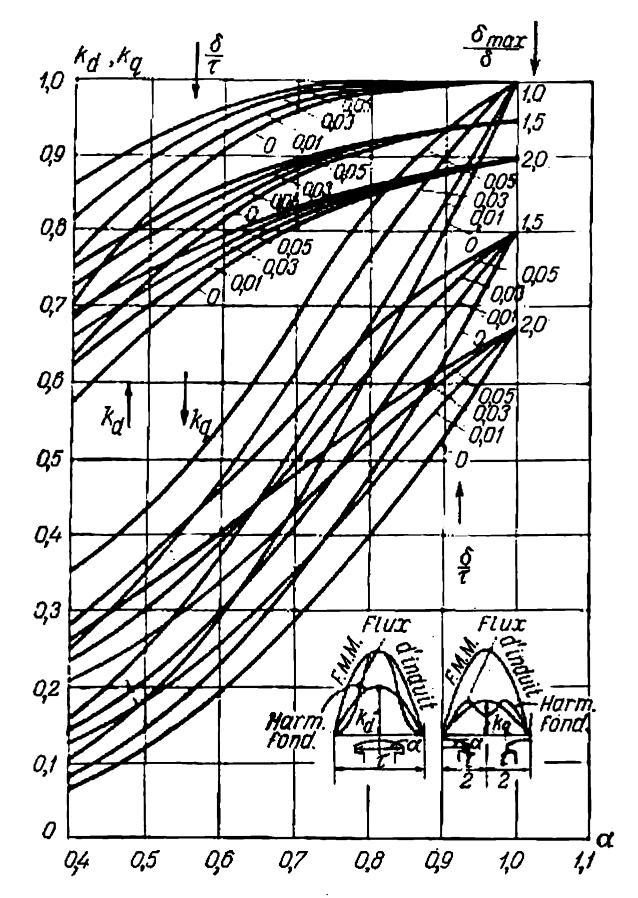


Fig. 8-8. Courbes pour la détermination des coefficients k_d et k_q.

trefer sous la pièce polaire ne soit pas uniforme mais augmente progressivement du milieu de la pièce polaire vers ses cornes.

En pratique on dessine la pièce polaire en prenant un rayon un peu plus petit que le rayon d'alésage du stator. Le rapport de la valeur maximale de l'entrefer δ_{max} sous une corne de la pièce

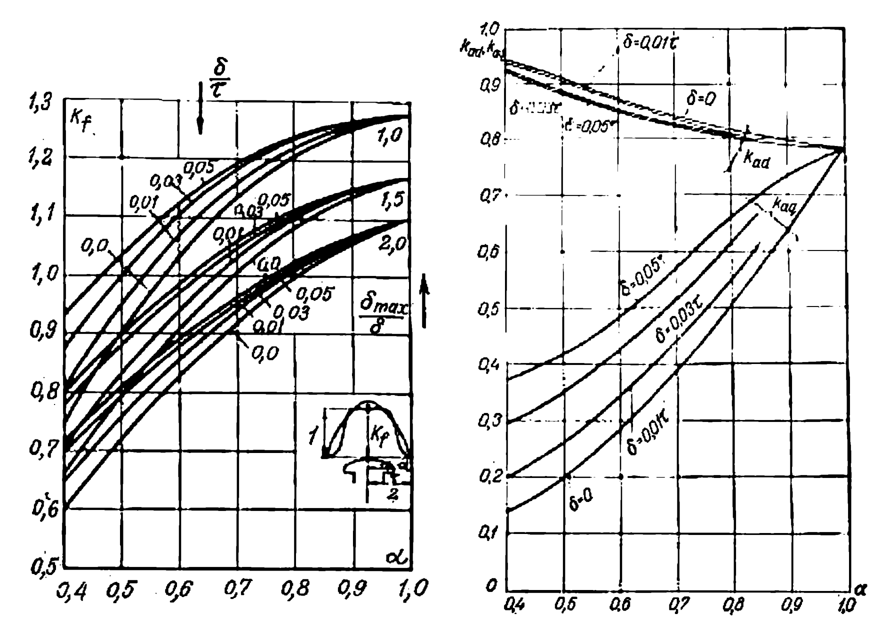


Fig. 8-9. Courbes pour la détermination du coefficient k_f.

Fig. 8-10. Courbes pour la détermination des coefficients k_{ad} et k_{aq} pour $\delta_{max}/\delta = 1{,}0$.

polaire à sa valeur δ sous le milieu de la pièce polaire est généralement choisi entre 1,5 et 2,0.

De tout cela il résulte l'apparition d'un flux de réaction d'induit de valeur notable aussi dans l'espace interpolaire et les formes des courbes du champ différeront considérablement de celles représentées sur les fig. 8-6 et 8-7. Les formes des courbes du champ et les valeurs des coefficients correspondants sont alors adoptées en partant de la construction graphique des champs dans la zone de l'entrefer de la machine.

Les fig. 8-8, 8-9, 8-10, 8-11 et 8-12 représentent les courbes des coefficients k_d, k_q, k_f, k_{ad} et k_{aq} en fonction de α sur la base des expériences faites par M. Kostenko et B. Konik. Les fig. 8-13 et 8-14 représentent les courbes de détermination des coefficients de forme du champ (k_f) et du coefficient du flux de l'arc polaire (k_λ). Les courbes sont données pour différents rapports de la largeur de l'entrefer sous le centre de la pièce polaire δ à l'intervalle polaire τ et pour

différents rapports de δ à l'entrefer maximal (près d'une corne de la pièce polaire) δ_{max}, y compris le cas d'un entrefer uniforme suivant la longueur de la pièce polaire ($\delta_{max}/\delta = 1$).

d) Réduction des paramètres de l'enroulement d'excitation au stator. Lors de l'analyse des phénomènes ayant lieu dans les transformateurs, on réduit l'enroulement secondaire à l'enroulement primaire (t. I, ch. XIII) et on obtient les paramètres de l'enroulement

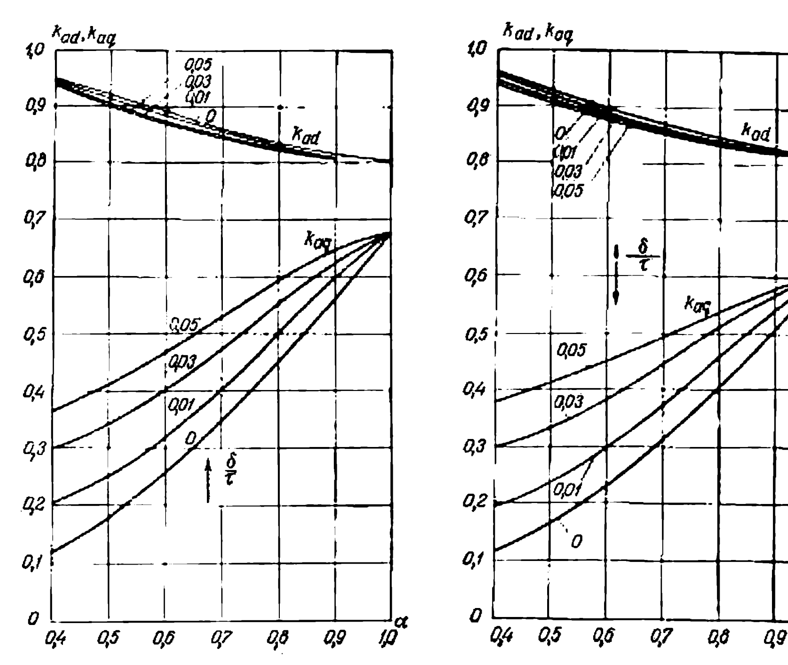


Fig. 8-11. Courbes pour la détermination des coefficients k_{ad} et k_{aq} pour $\delta_{max}/\delta = 1,5$.

Fig. 8-12. Courbes pour la détermination des coefficients k_{ad} et k_{aq} pour $\delta_{max}/\delta = 2,0$.

secondaire réduit en multipliant les paramètres réels de l'enroulement secondaire par le coefficient de réduction k_2. En étudiant les phénomènes transitoires dans les machines synchrones, lorsque l'induction mutuelle des enroulements du stator et du rotor se manifeste comme entre les enroulements des transformateurs, on réduit également les enroulements rotoriques d'une machine synchrone à l'enroulement statorique.

Cherchons maintenant le coefficient de réduction des paramètres de l'enroulement d'excitation au stator k_{excst} en partant de l'égalité des pertes dans les enroulements réduit et réel, condition qui doit être respectée lors de la réduction des enroulements comme on l'a constaté lors de l'étude des transformateurs.

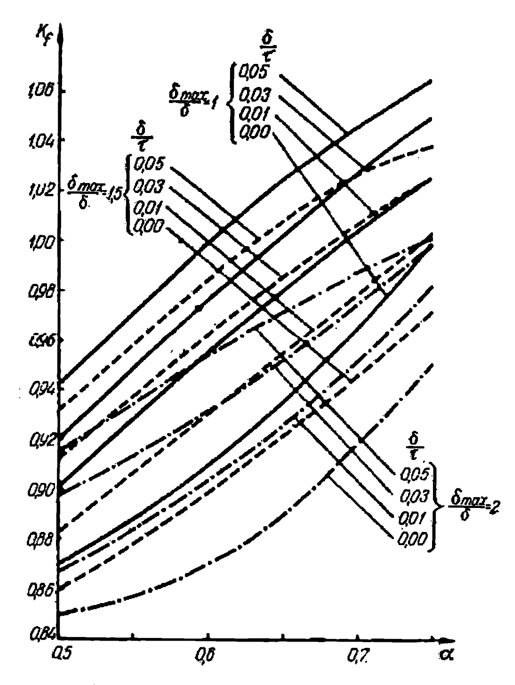


Fig. 8-13. Courbes pour la détermination du coefficient de forme du champ k_f.

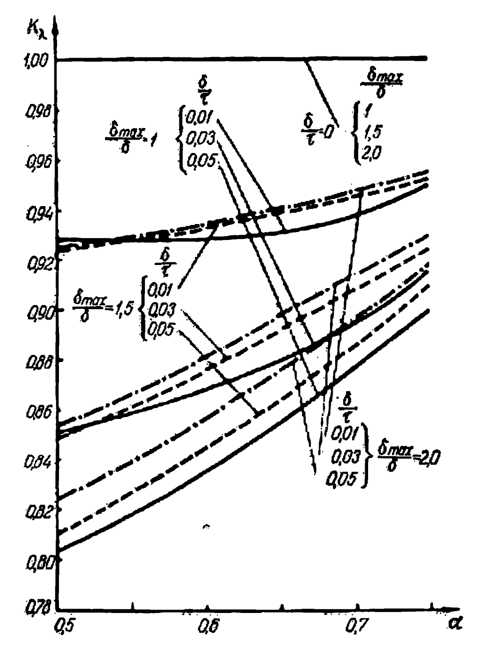


Fig. 8-14. Courbes pour la détermination du coefficient du flux de l'arc polaire $k_\lambda = \frac{\Phi_\lambda}{\Phi}$ (rapport du flux magnétique entrant dans la pièce polaire au flux magnétique total).

Les pertes dans un enroulement d'excitation réel sont:

$$p_{exc} = i_{exc}^2 r_{exc}.$$

Lors de la réduction, l'enroulement d'excitation réel est remplacé par un enroulement identique à l'enroulement statorique de m phases dans lequel circule le courant d'excitation réduit à valeur efficace $I_{dé}$ équivalent au courant d'excitation i_{exc}. Les pertes dans l'enroulement réduit seront:

$$p'_{exc} = mI_{dé}^2 r'_{exc},$$

où r'_{exc} est la résistance ohmique réduite de l'enroulement d'excitation.

En adoptant $p_{exc} = p'_{exc}$, on trouve:

$$r'_{exc} = \frac{i_{exc}^2}{mI_{dé}^2} r_{exc} = k_{exc\ st} r_{exc},$$

où le coefficient de r_{exc}:

$$k_{exc\ st} = \frac{i_{exc}^2}{mI_{dé}^2} \tag{8-41}$$

représente le coefficient de réduction cherché.

La relation entre i_{exc} et $I_{dé}$ est déterminée par l'égalité (8-26) où il faut admettre $I_d = I_{dé}$. Pour $k_{exc\,st}$ on obtient alors:

$$k_{exc\,st} = \frac{2m}{\pi^2} \frac{w^2 k_{b1}^2}{p^2 w_{exc}^2} k_{ad}^2. \tag{8-42}$$

Lorsqu'il s'agit des phénomènes transitoires il faut également tenir compte de l'inductance $L_{\sigma exc}$ ou de la réactance inductive x_{exc} de la dispersion de l'enroulement d'excitation provoquée par les flux de dispersion de l'enroulement d'excitation: 1) dans l'espace interpolaire, de façon analogue à celle appliquée à l'encoche statorique, 2) dans les parties frontales de l'enroulement d'excitation et 3) par les harmoniques supérieurs du champ d'excitation dans l'entrefer. Les formules permettant de calculer $I_{\sigma exc}$ et x_{exc} sont indiquées dans des ouvrages spécialisés.

Les paramètres de $L_{\sigma exc}$ et x_{exc} sont réduits au stator avec le même coefficient que r_{exc}.

Ainsi les valeurs réduites des paramètres de l'enroulement d'excitation seront:

$$r'_{exc} = k_{exc\ st} r_{exc}; \quad L'_{\sigma\ exc} = k_{exc\,st} L_{\sigma\ exc};$$
$$x'_{exc} = k_{exc\ st} x_{exc}. \tag{8-43}$$

Exemple 8-1.

Un alternateur hydraulique triphasé vertical à pôles saillants possède les caractéristiques suivantes: puissance $S = 71\,500$ kVA, $U_n = 13\,800$ V, $I_n = 2990$ A, $f = 50$ Hz, $\cos \varphi = 0{,}8$, $2p = 96$, $n = 62{,}5$ tr/mn, $Z_1 = 684$, $q_1 = 2\frac{3}{8}$.

Données de la machine: $D_i = 12{,}92$ m, longueur calculée du fer actif du stator $l = 1{,}5$ m, intervalle polaire $\tau = 42{,}3$ cm, la valeur de l'entrefer minimal $\delta_{min} = 18{,}5$ mm, le rapport $\delta_{max}/\delta_{min} = 1{,}54$, $\delta_{min}/\tau = 0{,}044$. Le coefficient total de l'entrefer $k_\delta = 1{,}16$; $\alpha = 0{,}733$.

Le coefficient de saturation à charge nominale $k_\mu = 1{,}11$.

Les données des enroulements sont les suivantes: le nombre de spires connectées en série dans une phase de l'enroulement statorique $w_1 = 114$, le facteur de bobinage résultant pour l'harmonique fondamental

$$k_{b1} = k_{d1} \cdot k_{r1} = 0{,}955 \cdot 0{,}982 = 0{,}937.$$

Le nombre de spires de l'enroulement d'excitation par pôle $w_{exc} = 17{,}5$. D'après les courbes des fig. 8-8, 8-9, 8-11 pour les valeurs indiquées plus haut de α, $\delta_{max}/\delta_{min}$ et δ_{min}/τ on trouve les coefficients de réaction d'induit:

$$k_d = 0{,}9, \; k_q = 0{,}6 \text{ et } k_f = 1{,}08, \text{ d'où}$$

$$k_{ad} = \frac{k_d}{k_f} = \frac{0{,}9}{1{,}08} = 0{,}833,$$

$$k_{aq} = \frac{k_q}{k_f} = \frac{0{,}6}{1{,}08} = 0{,}555.$$

Avec un circuit magnétique non saturé ($k_\mu = 1{,}0$) la réactance de réaction d'induit suivant l'axe longitudinal peut être calculée selon la formule (8-28):

$$x_{ad} = 2 \cdot 3 \cdot 50 \cdot \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 12{,}92 \cdot 1{,}5}{1{,}16 \cdot 0{,}0185} \cdot \frac{114^2 \cdot 0{,}937^2}{48^2} \cdot 0{,}9 = 1{,}52 \text{ ohm}.$$

La valeur saturée de cette réactance (en régime de marche normal) pour un coefficient de saturation $k_\mu = 1{,}11$:

$$x_{ad\,n} = \frac{x_{ad}}{k_\mu} = \frac{1{,}52}{1{,}11} = 1{,}37 \text{ ohm}.$$

La réactance de réaction d'induit suivant l'axe transversal est selon la formule (8-40):

$$x_{aq} = 2 \cdot 3 \cdot 50 \cdot \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 12{,}92 \cdot 1{,}5}{1{,}16 \cdot 0{,}0185} \cdot \frac{114^2 \cdot 0{,}937^2}{48^2} \cdot 0{,}6 = 1{,}01 \text{ ohm}.$$

L'impédance nominale adoptée comme unité

$$Z_n = \frac{U_n}{\sqrt{3}\, I_n} = \frac{13\,800}{\sqrt{3} \cdot 2990} = 2{,}67 \text{ ohm}.$$

Valeur des réactances inductives en unités relatives:

1) valeur non saturée

$$\underline{x}_{ad} = \frac{1{,}52}{2{,}67} = 0{,}57,$$

2) valeur saturée

$$\underline{x}_{ad\,s} = \frac{1{,}37}{2{,}67} = 0{,}513,$$

3) valeur

$$\underline{x}_{aq} = \frac{1{,}01}{2{,}67} = 0{,}382.$$

La réactance inductive de fuites de l'enroulement statorique en unités relatives selon les données de la machine est :

$$\underline{x}_{\sigma a}=0{,}125.$$

Les paramètres de régimes permanents de l'alternateur hydraulique de 71 500 kVA sont :

pour l'axe longitudinal

$$\underline{x}_{ad}=0{,}57\ ; \qquad \underline{x}_{\sigma a}=0{,}125\ ;$$

$$\underline{x}_{d}=0{,}57+0{,}125=0{,}695\ ;$$

pour l'axe transversal

$$\underline{x}_{aq}=0{,}382\ ; \qquad \underline{x}_{q}=0{,}382+0{,}125=0{,}507.$$

La résistance ohmique des enroulements statorique et rotorique à 75 °C selon les données de la machine :

$$r_a=0{,}0125 \text{ ohm},$$

$$r_{\text{exc}}=0{,}228 \text{ ohm.}$$

La résistance ohmique de l'enroulement statorique en unités relatives

$$\underline{r}_a=\frac{r_a}{Z_{\text{n}}}=\frac{0{,}0125}{2{,}67}=0{,}00468.$$

La résistance ohmique de l'enroulement d'excitation selon la formule (8-43) rapportée à l'enroulement statorique

$$r'_{\text{exc}}=r_{\text{exc}}\cdot k_{\text{excst}}=\frac{2\cdot 3}{\pi^2}\cdot\frac{114^2\cdot 0{,}937^2}{48^2\cdot 17{,}5^2}\cdot 0{,}833^2\cdot 0{,}228=$$

$$=0{,}0068\cdot 0{,}228=0{,}00155 \text{ ohm},$$

et en unités relatives

$$\underline{r}_{\text{exc}}=\frac{r'_{\text{exc}}}{Z_{\text{n}}}=\frac{0{,}00155}{2{,}67}=0{,}00058.$$

Chapitre
IX
DIAGRAMMES DE TENSIONS D'UN ALTERNATEUR SYNCHRONE TRIPHASÉ À CHARGE ÉQUILIBRÉE

9-1. Notes préliminaires

Le diagramme de tensions a une très grande importance pour l'analyse des conditions de fonctionnement d'une machine synchrone. Le diagramme de tensions permet de déterminer la variation, exprimée en pour-cent, de la tension d'un alternateur synchrone, l'accroissement de la tension lors du passage de la marche en charge à la marche à vide et la baisse de la tension dans le cas contraire. La solution de ces problèmes a une grande importance : 1) lors du calcul initial de la machine pour déterminer la valeur requise du courant d'excitation à différents régimes de fonctionnement, 2) lors des essais d'une machine achevée pour pouvoir résoudre la question de la correspondance de la machine finie au cahier de charges stipulée dans la commande. A l'aide du diagramme de tensions on peut déterminer les conditions de fonctionnement de la machine sans la charger directement vu que la mise en charge d'une machine est un problème assez difficile lorsque sa puissance est grande.

Les diagrammes de tensions permettent d'obtenir par le calcul les principales caractéristiques de fonctionnement de la machine. Enfin, le diagramme de tensions permet de déterminer l'angle θ de déphasage de la F.É.M. créée par le champ d'excitation par rapport à la tension à ses bornes. L'angle θ joue un grand rôle lors de l'analyse des couples et des puissances développés par la machine en régimes permanents et transitoires.

La différence géométrique entre la F.É.M. $\dot{E}_0$ créée par le flux d'excitation et la tension $\dot{U}$ aux bornes de la machine synchrone dépend de l'effet de la réaction d'induit et des chutes de tensions dans la résistance ohmique et la réactance inductive de fuite de l'enroulement d'induit.

Vu que la réaction d'induit dépend beaucoup du type de la machine (à pôles saillants ou à pôles lisses), de la nature de la charge (charges inductive, active ou capacitive) ainsi que du degré de sa symétrie (charge équilibrée et charge non équilibrée), tous ces

facteurs doivent être pris en considération lors de la construction du diagramme de tensions.

Il faut tenir compte du fait que toutes les F.É.M. et les tensions qui sous forme de composantes font partie du diagramme de tensions doivent correspondre à son harmonique fondamental; pour cette raison toutes les F.É.M. et les tensions doivent être décomposées préalablement en harmoniques et l'onde fondamentale doit être séparée. Dans le chapitre VIII nous avons présenté une analyse qui avait permis d'obtenir l'onde fondamentale de tension, créée par les composantes du champ de l'induit qui tournent au synchronisme avec le rotor de la machine.

Lors de la réception d'une machine neuve, le diagramme vectoriel est construit selon les données des essais basés sur les caractéristiques expérimentales à vide et en court-circuit.

La tension aux bornes résulte de l'action des facteurs suivants: a) la F.M.M. fondamentale des pôles qui crée le flux Φ_0 induisant la F.É.M. principale E_0; b) la F.M.M. longitudinale de réaction d'induit F_{ad} proportionnelle à la composante du courant I_d qui est réactive par rapport à la F.É.M. E_0; c) la F.M.M. transversale de réaction d'induit F_{aq} proportionnelle à la composante du courant I_q qui est active par rapport à la F.É.M.; d) la F.É.M. de fuite $E_{\sigma a} = x_{\sigma a}I$ proportionnelle au courant de charge I; e) la chute de tension active dans l'enroulement statorique Ir_a. Vu que pour $I = I_n$ la chute de tension Ir_a est inférieure à 1 % de la tension nominale, on peut la négliger dans de nombreux cas.

Deux méthodes sont utilisées pour construire le diagramme vectoriel.

Avec la première méthode, chaque F.M.M. est considérée comme existant séparément et créant son propre flux magnétique qui à son tour engendre une F.É.M. indépendante. De cette façon, on obtient dans la machine quatre flux séparés ainsi que quatre F.É.M. créées par ces derniers: a) le flux d'excitation Φ_0 et la F.É.M. principale $\dot{E}_0$; b) le flux et la F.É.M. de réaction d'induit longitudinale Φ_{ad} et $\dot{E}_{ad}$; c) le flux et la F.É.M. de réaction d'induit transversale Φ_{aq} et $\dot{E}_{aq}$; d) le flux et la F.É.M. de fuite des enroulements d'induit $\Phi_{\sigma a}$ et $\dot{E}_{\sigma a}$.

Si l'on tient compte de la chute de tension active qui, prise avec un signe contraire, peut être considérée comme la F.É.M. $\dot{E}_r = -\dot{I}r_a$, la somme géométrique des F.É.M. énumérées sera égale en grandeur et en phase au vecteur de tension $\dot{U}$ aux bornes.

Vu que la composition géométrique des flux et des F.É.M. induites par eux d'après la méthode de superposition est admissible seulement lorsque les réluctances de tous les tronçons du circuit magnétique de la machine sont constantes, cette méthode est directement utilisable pour un circuit magnétique non saturé d'une

machine synchrone. Si le circuit magnétique est saturé, il faut prendre en considération les réluctances réelles des tronçons du circuit magnétique pour le régime de fonctionnement donné, en admettant qu'elles soient constantes vu qu'on considère le régime donné. Les résultats obtenus alors sont justes mais il est difficile de déterminer l'état magnétique exact de la machine.

Etant donné qu'avec cette méthode on compose géométriquement les F.É.M. de la machine synchrone, on peut appeler le diagramme vectoriel de tensions obtenu diagramme de F.É.M.

Du point de vue théorique ce diagramme est très important car il permet de tenir compte de l'ensemble des facteurs qui déterminent la tension aux bornes d'un alternateur synchrone bien qu'il soit un peu complexe pour le calcul et les essais. Voilà pourquoi pour de nombreux buts pratiques le diagramme des F.É.M. comporte plusieurs variantes qui permettent de le présenter sous une forme plus simple et plus commode.

La théorie de deux réactions de Blondel, selon laquelle tous les flux créés par le courant de charge I, y compris le flux de dispersion $\Phi_{\sigma a}$, sont décomposés suivant les axes longitudinal et transversal, présente le plus grand intérêt. Cela étant, on introduit les notions des réactances inductives d'une machine synchrone suivant l'axe longitudinal et l'axe transversal x_d et x_q qui sont parmi les principaux paramètres d'une machine synchrone servant à évaluer les propriétés de cette dernière.

Selon la deuxième méthode on peut d'abord déterminer la F.M.M. résultante d'un alternateur due à l'interaction de la F.M.M. d'excitation et de la F.M.M. de réaction d'induit et après avoir trouvé le flux résultant dans l'entrefer Φ_δ on peut déterminer la F.É.M. E_δ réellement induite dans la machine. En retranchant de E_δ la chute de tension inductive dans la réactance inductive de fuite $j\dot{I}x_{\sigma a}$ et la chute de tension ohmique $\dot{I}r_a$, on peut trouver la tension résultante aux bornes de l'alternateur.

Le diagramme des forces magnétomotrices et électromotrices obtenu dans ce cas est appelé diagramme de Potier ou diagramme des forces électromagnétomotrices.

Pour le régime à charge équilibrée, en admettant que les paramètres de toutes les phases sont égaux, on peut se limiter à la construction du diagramme pour une phase seulement.

Il est à noter que les diagrammes vectoriels tracés pour l'alternateur synchrone fonctionnant en générateur peuvent être adoptés facilement pour son fonctionnement en moteur synchrone ou en compensateur synchrone.

Le diagramme de tensions le plus simple est obtenu pour une charge équilibrée d'un alternateur synchrone à pôles lisses à circuit magnétique non saturé et voilà pourquoi nous commencerons l'étude par ce cas.

9-2. Diagrammes des F.É.M. et des F.É. M. M. d'un alternateur triphasé synchrone à pôles lisses

Construisons le diagramme de la F.É.M. d'un alternateur synchrone à pôles lisses, d'abord pour le cas d'une charge inductive où $0 < \psi < 90°$. Faisons coïncider le vecteur de tension aux bornes de l'alternateur avec le sens positif de l'axe des ordonnées (fig. 9-1,*a*) et traçons le vecteur du courant $\dot{I}$ en retard sur le vecteur de tension $\dot{U}$ d'un angle φ. Traçons ensuite le vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_0$ créée par le flux magnétique d'excitation $\dot{\Phi}_0$ en avance sur le vecteur du courant $\dot{I}$ d'un angle ψ. Selon la règle générale le flux $\dot{\Phi}_0$ est en avance sur le vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_0$ d'un angle de 90°.

L'onde fondamentale de la F.M.M. de réaction d'induit d'un alternateur synchrone F_a tourne au synchronisme avec le rotor de l'alternateur. Lorsque la machine est à pôles lisses on peut négliger la différence entre les perméances suivant les axes longitudinal et transversal et admettre que la F.M.M. F_a engendre seulement l'onde sinusoïdale du flux de réaction Φ_a. Ce flux est en phase avec le courant I et induit dans l'enroulement statorique une F.É.M. $\dot{E}_a$ en retard sur $\dot{I}$ de 90°. Si x_a est la réactance inductive de réaction d'induit d'une machine à pôles lisses, on a alors $\dot{E}_a = -j\dot{I}x_a$.

En composant géométriquement les vecteurs des flux $\dot{\Phi}_0$ et $\dot{\Phi}_a$ et respectivement les vecteurs des F.É.M. $\dot{E}_0$ et $\dot{E}_a$, on obtient: 1) le vecteur du flux résultant $\dot{\Phi}_\delta$ qui existe dans l'entrefer de l'alternateur et détermine la saturation de son circuit magnétique, 2) le vecteur de la F.É.M. résultante $\dot{E}_\delta$ dans l'enroulement statorique proportionnel au flux $\dot{\Phi}_\delta$ et qui retarde sur lui de 90°.

Simultanément avec le flux de réaction d'induit il existe encore un flux de fuite de l'enroulement statorique $\dot{\Phi}_{\sigma a}$ dont le vecteur, comme le flux $\dot{\Phi}_a$, est en phase avec le courant $\dot{I}$ et crée dans l'enroulement statorique une F.É.M. de fuite à fréquence fondamentale $\dot{E}_{\sigma a} = -j\dot{I}x_{\sigma a}$ en retard de 90° sur le courant $\dot{I}$. Dans le cas considéré $x_{\sigma a}$ est la réactance inductive de fuite de l'enroulement statorique. De plus, il faut encore tenir compte de la F.É.M. $\dot{E}_r = -\dot{I}r_a$ qui est en opposition de phase avec le courant $\dot{I}$ (r_a représente la résistance ohmique de l'enroulement statorique).

En composant géométriquement les vecteurs des F.É.M. $\dot{E}_0$, $\dot{E}_a$, $\dot{E}_{\sigma a}$ et $\dot{E}_r$, ou, ce qui revient au même, les F.É.M. $\dot{E}_\delta$, $\dot{E}_{\sigma a}$

et $\dot{E}_r$, on obtient le vecteur de la tension $\dot{U}$ aux bornes de l'alternateur. L'angle φ, duquel le courant $\dot{I}$ retarde sur la tension $\dot{U}$, est déterminé par les paramètres du réseau extérieur sur lequel débite l'alternateur. Le vecteur de la tension du réseau $\dot{U}_r$ est opposé au vecteur de tension de l'alternateur $\dot{U}$.

Sur la fig. 9-1,*b* on a tracé, conformément à tout ce que nous avons dit précédemment, le diagramme de la F.É.M. pour une charge capacitive où le courant $\dot{I}$ est en avance sur la F.É.M. $\dot{E}_0$ d'un angle $\psi < 0$ et $0 > \psi > -\frac{\pi}{2}$.

En comparant les diagrammes de la fig. 9-1,*a* et 9-1,*b* nous voyons que pour une charge inductive la réaction d'induit agit sur le système d'excitation en le démagnétisant tandis que pour une charge capacitive la réaction d'induit a une action magnétisante sur le système. Voilà pourquoi dans le premier cas nous avons $\Phi_\delta < \Phi_0$ et dans le second cas $\Phi_\delta > \Phi_0$; respectivement dans le premier cas $E_\delta < E_0$ et dans le second cas $E_\delta > E_0$. Vu qu'habituellement $E_r < E_{\sigma a}$, pour une charge capacitive on a généralement non seulement $U > E_0$ mais aussi $U > E_\delta$.

Lors de la construction des diagrammes vectoriels d'une machine synchrone on représente généralement non pas les F.É.M. $\dot{E}_a$, $\dot{E}_{\sigma a}$ et $\dot{E}_r$ mais leurs grandeurs inverses qui sont les chutes de tensions inductives et ohmiques dans les portions données du circuit, c'est-à-dire

$$-\dot{E}_a = j\dot{I}x_a, \quad -\dot{E}_{\sigma a} = j\dot{I}x_{\sigma a}, \quad -\dot{E}_r = \dot{I}r_a.$$

Dans ce cas, dans le diagramme de tensions est évidemment donnée la décomposition de la F.É.M. $\dot{E}_0$ due au flux d'excitation en composantes représentant les chutes de tensions $j\dot{I}x_a$, $j\dot{I}x_{\sigma a}$ et $\dot{I}r_a$ et la tension $\dot{U}$ aux bornes de l'alternateur. D'autre part, dans le diagramme de tensions on ne donne pas les flux $\dot{\Phi}_0$, $\dot{\Phi}_a$ et $\dot{\Phi}_\delta$ mais les F.M.M. $\dot{F}_0$, $\dot{F}_a$ et $\dot{F}_\delta$ qui engendrent ces flux, d'où le nom de diagramme des forces électromagnétomotrices. De cette façon la vue d'ensemble du diagramme des F.É.M. de la fig. 9-1,*a* et 9-1,*b* pour les courants en retard et en avance se transforment en diagrammes correspondants des forces électromagnétomotrices présentés sur la fig. 9-2,*a* et *b*.

Les vecteurs de chute de tension $j\dot{I}x_a$ et $j\dot{I}x_{\sigma a}$ sur la fig. 9-2,*a* et *b* peuvent être remplacés par un vecteur commun de chute de tension:

$$j\dot{I}x_a + j\dot{I}x_{\sigma a} = j\dot{I}x_s,$$

où la réactance

$$x_s = x_a + x_{\sigma a}$$

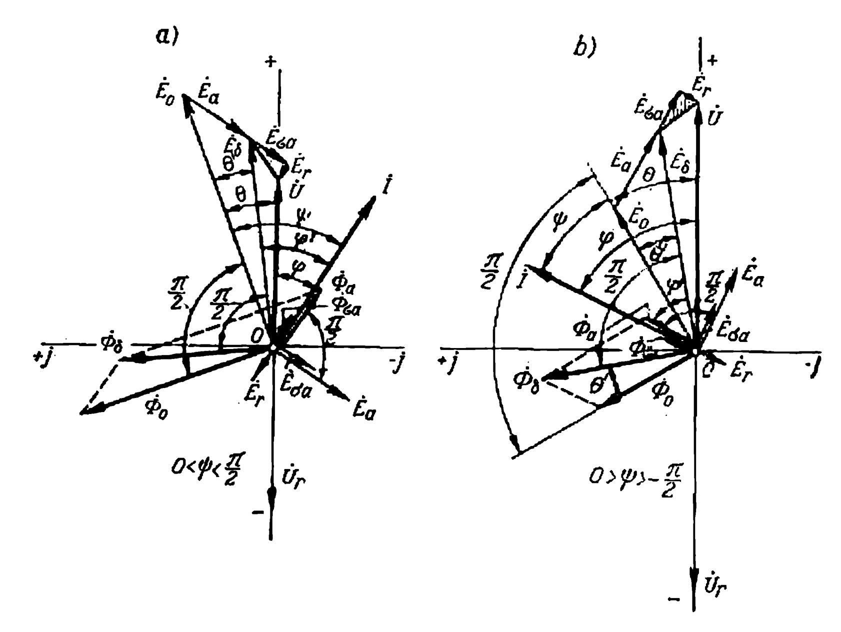


Fig. 9-1. **Diagrammes des F.É.M. d'un alternateur à pôles lisses.**

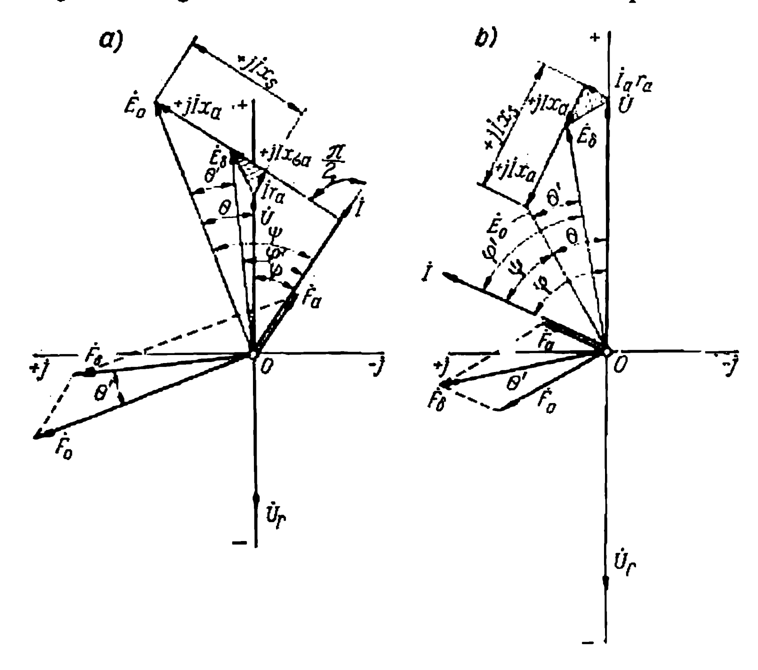


Fig. 9-2. **Diagrammes des forces électromagnétomotrices d'un alternateur à pôles lisses.**

est appelée réactance synchrone d'une machine à pôles saillants.

Il est intéressant de représenter la disposition relative dans l'espace du stator et du rotor et de leurs enroulements avec les F.M.M. qu'ils créent. La fig. 9-3,*a* représente la position du rotor à l'instant qui correspond à la valeur instantanée des courants de la fig. 9-3,*b*. L'angle ψ donne le décalage dans l'espace de conducteurs à maximum de courant I par rapport aux conducteurs à

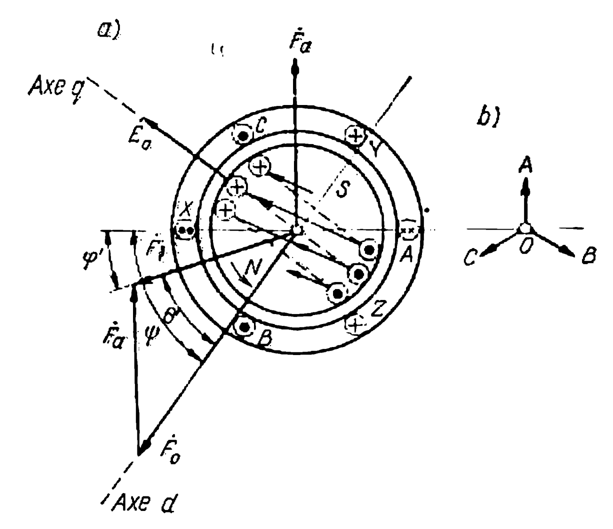


Fig. 9-3. Diagramme spatial des F.M.M. d'un alternateur à pôles lisses.

maximum de la F.É.M. $\dot{E}_0$ qui se trouvent en regard de l'axe du pôle. Le courant $\dot{I}$ retarde dans le temps sur la F.É.M. $\dot{E}_0$ du même angle ψ. Si au vecteur de la F.M.M. de l'enroulement d'excitation $\dot{F}_0$ on ajoute géométriquement le vecteur de la F.M.M. de l'enroulement de l'induit $\dot{F}_a$ on obtient le vecteur de la F.M.M. résultante $\dot{F}_\delta$ qui retarde dans l'espace sur le vecteur $\dot{F}_0$ du même angle θ' duquel la F.É.M. $\dot{E}_\delta$ retarde dans le temps sur la F.É.M. $\dot{E}_0$.

9-3. Diagramme de la F.É.M. d'un alternateur triphasé synchrone à pôles saillants à charge équilibrée (diagramme de Blondel)

Dans une machine à pôles saillants l'onde fondamentale de la F.M.M. de réaction d'induit F_a, qui tourne au synchronisme avec le rotor, crée, vu que l'entrefer entre le rotor et le stator n'est pas uniforme, un flux non sinusoïdal de réaction d'induit qui à son tour induira une F.É.M. de réaction d'induit non sinusoïdale. Pour

porter la F.É.M. de réaction d'induit sur le diagramme de tensions il faut en isoler l'onde fondamentale, ce qui est obtenu, comme nous l'avons déjà dit au § 8-3, par la méthode basée sur la théorie de deux réactions élaborée par Blondel. D'après cette méthode l'onde fondamentale de réaction d'induit est décomposée en composante de réaction longitudinale $\dot{F}_{ad}$ et en composante de réaction

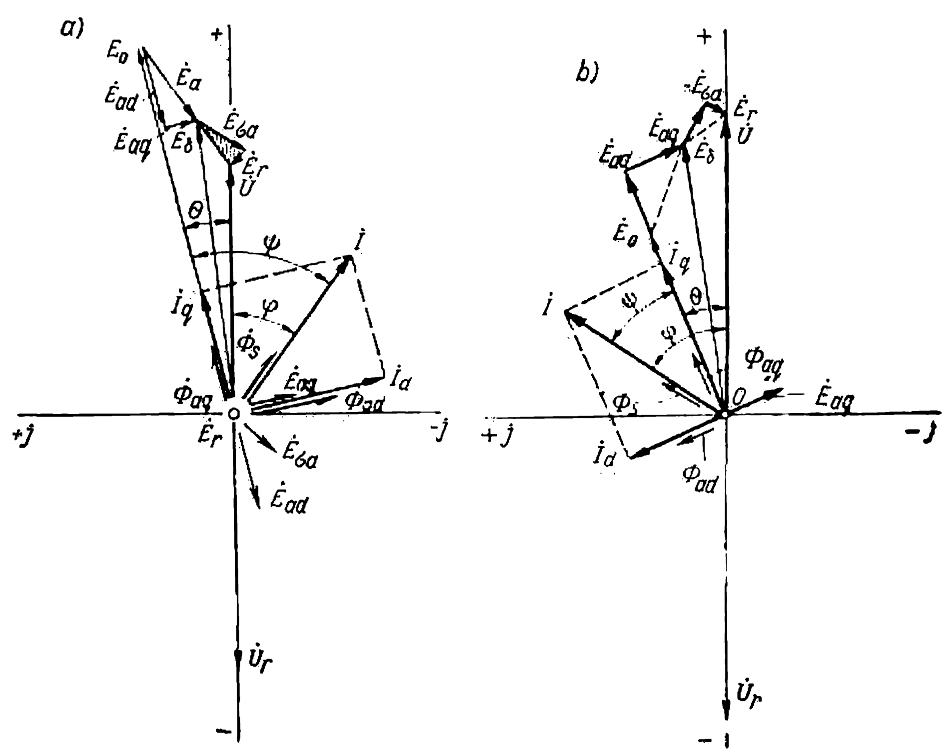


Fig. 9-4. Diagrammes des F.É.M. d'un alternateur à pôles saillants.

transversale $\dot{F}_{aq}$. En séparant dans les flux créés par les réactions longitudinale et transversale l'onde fondamentale, on trouve (voir § 8-3), à l'aide des coefficients de champ de réaction statorique k_{ad} et k_{aq} qui sont des fonctions déterminées des relations géométriques du système polaire, les F.M.M. des réactions longitudinale et transversale équivalentes ou rapportées à l'enroulement d'excitation:

$$\dot{F}'_{ad} = k_{ad}\dot{F}_a \sin\psi \quad \text{et} \quad \dot{F}'_{aq} = k_{aq}\dot{F}_a \cos\psi.$$

Ces composantes de réaction d'induit $\dot{F}'_{ad}$ et $\dot{F}'_{aq}$ engendreront les flux de l'onde fondamentale $\dot{\Phi}'_{ad}$ et $\dot{\Phi}'_{aq}$ qui induiront des F.É.M.

de réaction d i duit suivant l'axe longitudinal $\dot{E}_{ad}$ et suivant l'axe transversal $\dot{E}_{aq}$ ayant la fréquence de l'onde fondamentale.

Cette décomposition permet de construire le diagramme de tensions pour une machine à pôles saillants d'après la même méthode que pour une machine à pôles lisses mais avec cette différence qu'au lieu de la F.É.M. commune de réaction d'induit $\dot{E}_a$ on introduit ses composantes $\dot{E}_{aq}$ et $\dot{E}_{ad}$.

La fig. 9-4,*a* représente le diagramme de tensions pour le courant en retard $\left(0 < \psi < \frac{\pi}{2}\right)$ construit d'après cette méthode. Le diagramme est tracé de façon suivante. Décomposons le courant $\dot{I}$ en composante transversale $\dot{I}_q = \dot{I}\cos\psi$ qui est active par rapport à $\dot{E}_0$ et coïncide en direction avec le vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_0$ et en composante longitudinale $\dot{I}_d = \dot{I}\sin\psi$ réactive par rapport à $\dot{E}_0$ et qui retarde sur la F.É.M. $\dot{E}_0$ de 90°. Le courant $\dot{I}_q$ crée une F.M.M. $\dot{F}_{aq}$ et un flux $\dot{\Phi}_{aq}$ de réaction d'induit transversale qui coïncident en phase avec le courant $\dot{I}_q$, et le courant $\dot{I}_d$ engendre une F.M.M. $\dot{F}_{ad}$ et un flux $\dot{\Phi}_{ad}$ de réaction d'induit longitudinale, qui sont en phase avec le courant $\dot{I}_d$. Les flux $\dot{\Phi}_{aq}$ et $\dot{\Phi}_{ad}$ créent dans l'enroulement du stator les F.É.M. $\dot{E}_{aq}$ et $\dot{E}_{ad}$ ayant la fréquence fondamentale et qui sont en retard de 90° par rapport aux flux correspondants $\dot{\Phi}_{aq}$ et $\dot{\Phi}_{ad}$.

Si le circuit magnétique n'est pas saturé, on peut admettre que

$$E_{aq} \equiv \Phi_{aq} \equiv F_{aq} \equiv I_q \quad \text{et} \quad E_{ad} \equiv \Phi_{ad} \equiv F_{ad} \equiv I_d.$$

Dans ce cas les F.É.M. E_{aq} et E_{ad} peuvent être exprimées sous la forme suivante:

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_{aq} &= -j\dot{I}_q x_{aq} = -j\dot{I}\cos\psi x_{aq}\,; \\ \dot{E}_{ad} &= -j\dot{I}_d x_{ad} = -j\dot{I}\sin\psi x_{ad}, \end{aligned}\right\} \qquad (9\text{-}1)$$

où x_{aq} et x_{ad} sont des *réactances inductives de réaction d'induit suivant les axes transversal et longitudinal.*

Vu que dans une machine à pôles saillants les coefficients de réaction d'induit k_{aq} et k_{ad} ne sont pas égaux (fig. 8-10, 8-11, 8-12), on a:

$$\frac{E_{ad}}{E_{aq}} = \frac{k_{ad}\sin\psi}{k_{aq}\cos\psi} = \frac{k_{ad}}{k_{aq}}\,\mathrm{tg}\,\psi.$$

Pour cette raison le vecteur de la F.É.M. de réaction d'induit $\dot{E}_a = \sqrt{E_{aq}^2 + E_{ad}^2}$ retarde sur le courant $\dot{I}$ d'un angle qui diffère

de 90°, tandis que dans le cas d'une machine à pôles lisses, où $k_{aq} = k_{ad}$, la F.É.M. $\dot{E}_a$ est déphasée en arrière sur le courant $\dot{I}$ exactement de 90° (diagramme de la fig. 9-2,*a*, *b*).

Après avoir construit les vecteurs des F.É.M. $\dot{E}_{\sigma a} = -j\dot{I}x_{\sigma a}$ et $\dot{E}_r = -\dot{I}r_a$ et composé géométriquement les F.É.M. $\dot{E}_0$, $\dot{E}_{ad}$, $\dot{E}_{aq}$, $\dot{E}_{\sigma a}$ et $\dot{E}_r$, on obtient le vecteur de la tension $\dot{U}$ aux bornes de l'alternateur qui est en avance sur le vecteur du courant $\dot{I}$ d'un angle φ (fig. 9-4,*a*).

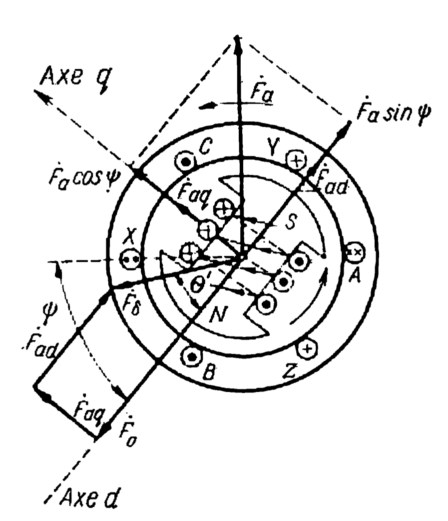


Fig. 9-5. Diagramme spatial des F.M.M. d'un alternateur à pôles saillants.

Un diagramme analogue des F.É.M. pour le courant en avance $\left(0 > \varphi > -\frac{\pi}{2}\right)$ est construit sur la fig. 9-4,*b*.

La disposition dans l'espace du système polaire et du système des courants statoriques pour une charge inductive se présente comme indiqué sur la fig. 9-5.

9-4. Diagramme modifié des F.É.M.

Le diagramme des F.É.M. indiqué sur la fig. 9-4,*a*, *b* est généralement quelque peu modifié de telle façon qu'au lieu des vecteurs de F.É.M. $\dot{E}_{ad}$, $\dot{E}_{aq}$, $\dot{E}_{\sigma a}$ et $\dot{E}_r$ on introduit (fig. 9-6) les chutes de tension:

$$-\dot{E}_{ad} = j\dot{I}_d x_{ad};\quad -\dot{E}_{aq} = j\dot{I}_q x_{aq};\quad -\dot{E}_{\sigma a} = j\dot{I}x_{\sigma a};\quad -\dot{E}_r = \dot{I}r_a.$$

Pour construire ce diagramme on trace le vecteur de la tension $\dot{U}$ aux bornes de l'alternateur dans le sens positif de l'axe des ordonnées et le vecteur du courant $\dot{I}$ sous un angle φ par rapport au vecteur de tension $\dot{U}$. On compose avec le vecteur de tension $\overline{OF} = \dot{U}$ le vecteur de chute de tension ohmique $\overline{FM} = \dot{I}r_a$ et le vecteur de chute de tension inductive de dispersion $\overline{MA} = j\dot{I}x_{\sigma a}$; la résultante $\overline{OA}$ de ces vecteurs représente le vecteur de la F.É.M. résultante $\dot{E}_\delta$ créée par le flux de l'entrefer Φ_δ.

Supposons que le sens du vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_0$ soit connu. On connaîtra alors l'angle ψ entre le vecteur $\dot{E}_0$ et le vecteur $\dot{I}$. Ayant

abaissé une perpendiculaire de l'extrémité du vecteur du courant $\dot{I}$ sur la direction du vecteur $\dot{E}_0$ et sur la direction perpendiculaire à cette dernière, on obtient la composante transversale du courant $\dot{I}_q = \dot{I} \cos \psi$ et la composante longitudinale $\dot{I}_d = \dot{I} \sin \psi$. La

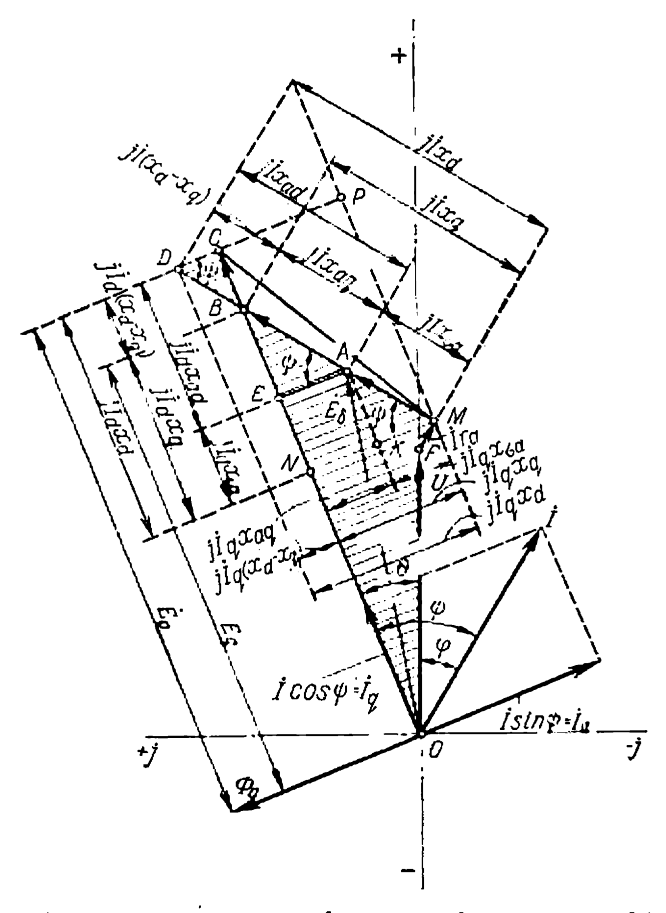


Fig. 9-6. Diagramme changé des F.É.M. d'un alternateur à pôles saillants.

perpendiculaire de l'extrémité A du vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_\delta$ sur la direction du vecteur $\dot{E}_0$ donnera la chute de tension due à la réaction transversale $\overline{EA} = j\dot{I}_q x_{aq}$. En traçant depuis le point E la chute de tension due à la réaction longitudinale $\overline{CE} = j\dot{I}_d x_{ad}$, on obtient en grandeur et en direction le vecteur total de la F.É.M. due au flux d'excitation $\overline{OC} = \dot{E}_0$.

Si l'on décompose ensuite le vecteur de la chute de tension inductive $\overline{AM} = j\dot{I}x_{\sigma a}$ suivant la direction de la F.É.M. $\dot{E}_0$ et suivant la direction qui lui est perpendiculaire

$$\overline{AK} = j\dot{I}x_{\sigma a} \sin \psi = j\dot{I}_d x_{\sigma a};$$
$$\overline{KM} = j\dot{I}x_{\sigma a} \cos \psi = j\dot{I}_q x_{\sigma a},$$

on a:

$$\overline{CN} = \overline{CE} + \overline{EN} = \overline{CE} + \overline{AK} = j\dot{I}_d x_{ad} + j\dot{I}_d x_{\sigma a} =$$
$$= j\dot{I}_d (x_{ad} + x_{\sigma a}) = j\dot{I}_d x_d.$$

De manière identique on a:

$$\overline{NM} = \overline{NK} + \overline{KM} = \overline{EA} + \overline{KM} = j\dot{I}_q x_{aq} + j\dot{I}_q x_{\sigma a} =$$
$$= j\dot{I}_q (x_{aq} + x_{\sigma a}) = j\dot{I}_q x_q.$$

Les réactances inductives

$$x_d = x_{ad} + x_{\sigma a}$$

et

$$x_q = x_{aq} + x_{\sigma a}$$

sont appelées *réactances synchrones d'une machine synchrone à pôles saillants respectivement suivant les axes longitudinal et transversal.* Les paramètres x_d et x_q ont une grande importance pour l'analyse du fonctionnement d'une machine synchrone.

D'après le diagramme de la fig. 9-6 on a:

$$\overline{AB} = \frac{\overline{EA}}{\cos \psi} = \frac{j\dot{I}_q x_{aq}}{\cos \psi} = j\dot{I}x_{aq}$$

et

$$\overline{BE} = \overline{AB} \sin \psi = j\dot{I}x_{aq} \sin \psi = j\dot{I}_q x_{aq}.$$

D'où

$$\overline{CB} = \overline{CE} - \overline{BE} = j\dot{I}_d x_{ad} - j\dot{I}_d x_{aq} =$$
$$= j\dot{I}_d (x_{ad} - x_{aq}) = j\dot{I}_d (x_d - x_q).$$

De façon identique on a:

$$\overline{BD} = \frac{\overline{CB}}{\sin \psi} = \frac{j\dot{I}_d (x_d - x_q)}{\sin \psi} = \frac{j\dot{I} \sin \psi (x_d - x_q)}{\sin \psi} = j\dot{I}(x_d - x_q);$$
$$\overline{CD} = \overline{BD} \cos \psi = j\dot{I}(x_d - x_q) \cos \psi = j\dot{I}_q (x_d - x_q).$$

Lorsqu'il s'agit d'une machine synchrone à pôles lisses, $x_d - x_q = 0$ et alors les portions de vecteurs

$$\overline{CB} = j\dot{I}_d(x_d - x_q) = \overline{CD} = j\dot{I}_q(x_d - x_q) = 0,$$

et, par conséquent, dans ce cas le diagramme vectoriel de la fig. 9-6 prend la forme du diagramme examiné précédemment à la fig. 9-2,*a*.

9-5. Diagramme des F.É.M. lors d'un court-circuit

Le diagramme des F.É.M. lors d'un court-circuit symétrique, c'est-à-dire un court-circuit triphasé permanent (fig. 9-7,*a*), est obtenu à partir du diagramme de la fig. 9-6 pour $\dot{U} = 0$. La résistance ohmique r_a est de beaucoup inférieure aux réactances inductives $x_{\sigma a}$, x_{ad} et x_{aq} et pour cette raison on peut la négliger. La

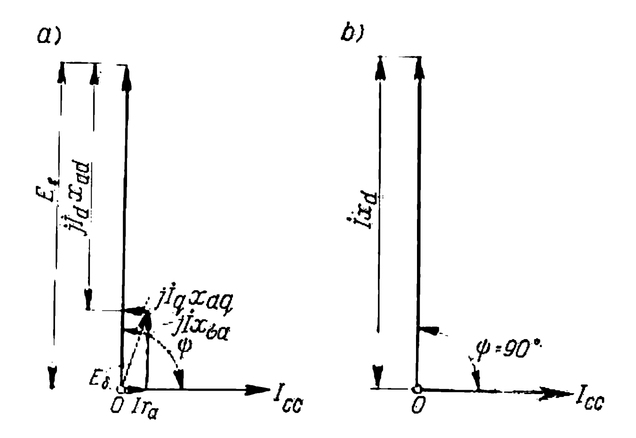


Fig. 9-7. Diagramme des F.É.M. lors d'un court-circuit.

composante transversale du courant $\dot{I}_q$ est pratiquement nulle et tout le courant de court-circuit est longitudinal, c'est-à-dire $\psi_{cc} \approx \approx 90°$ et $\dot{I}_d = \dot{I}_k$. Pour cette raison sur le diagramme de la fig. 9-7,*a* on a pratiquement $Ir_a \approx 0$ et $j\dot{I}x_{aq} \approx 0$. On peut donc remplacer le diagramme de la fig. 9-7,*a* par la fig. 9-7,*b* d'où on voit que la valeur du courant de court-circuit I_{cc} est déterminée par la valeur de la F.É.M. $\dot{E}_0$, c'est-à-dire par le courant d'excitation et la réactance synchrone suivant l'axe longitudinal x_d:

$$I_{cc} \approx \frac{E_0}{x_{\sigma a} + x_{ad}} = \frac{E_0}{x_d}. \qquad (9\text{-}2)$$

On en déduit qu'en court-circuit le flux de réaction d'induit est entièrement démagnétisant. Vu que la réactance inductive de fuite $x_{\sigma a}$ est de beaucoup inférieure à la réactance synchrone x_d, la F.É.M. résultante $\dot{E}_\delta$, qui selon la fig. 9-7,*a* pour $r_a = 0$ est égale à $\dot{E}_\delta = -j\dot{I}x_{\sigma a}$, est petite par rapport à la F.É.M. E_0. Il en résulte que lors d'un court-circuit le flux magnétique résultant Φ_δ est très petit et la machine n'est pas saturée. Pour cette raison dans l'égalité (9-2) on trouve la valeur non saturée de x_d.

La fig. 9-8 représente la caractéristique à vide $E_0 = f(i_{exc})$ et la caractéristique en court-circuit triphasé $I_{cc} = f(i_{exc})$.

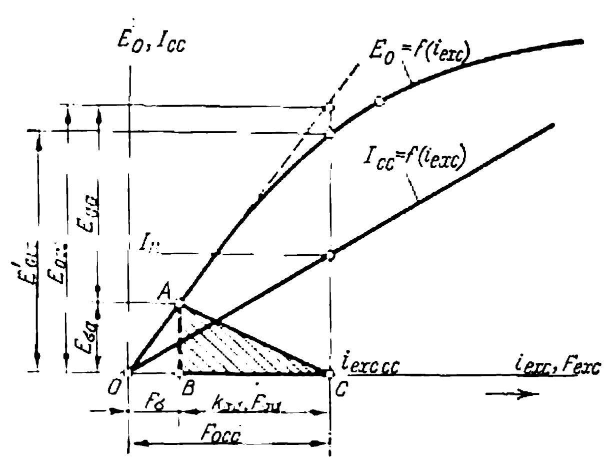


Fig. 9-8. Caractéristiques à vide et en court-circuit.

Si on prend sur la caractéristique en court-circuit un courant d'excitation $i_{exc\ cc}$ qui correspond, par exemple, au courant nominal $I_{cc} = I_n$, on peut trouver sur la caractéristique à vide la F.É.M. E_{0cc} induite par ce courant d'excitation lors de la marche à vide quand la machine est saturée à un certain degré. La F.É.M. $E_{0\ cc}$ qui correspond à ce courant d'excitation en court-circuit peut être trouvée sur le prolongement de la partie rectiligne de la caractéristique à vide. Au courant d'excitation $i_{exc\ cc}$ correspond une F.M.M. totale d'excitation F_{0cc}. Si on retranche de F_{0cc} la F.M.M. de réaction d'induit suivant l'axe longitudinal F_{ad} rapportée à l'enroulement d'excitation (voir § 8-3), c'est-à-dire $k_{ad}F_{ad}$, il restera la F.M.M. F_σ qui détermine d'après la caractéristique à vide la F.É.M. de fuite de l'enroulement statorique $E_{\sigma a}$. La F.É.M. de réaction d'induit longitudinale E_{ad} sera égale à la différence des F.É.M. $E_{0\ cc}$ et $E_{\sigma a}$:

$$E_{ad} = E_{0cc} - E_{\sigma a}.$$

Le triangle ABC obtenu des caractéristiques à vide et en court-circuit et dont les côtés $AB = E_{\sigma a} = Ix_{\sigma a}$ et $BC \equiv F_{ad}$ est appelé triangle de court-circuit ou triangle réactif. Ce triangle a une grande importance pour la construction des caractéristiques d'une machine synchrone.

9-6. Réactances d'une machine synchrone en régime équilibré permanent

Pour comprendre la notion de ces réactances examinons les schémas de répartition du flux magnétique qui correspondent à la marche à vide (fig. 9-9) et en court-circuit triphasé permanent (fig. 9-10).

Sur ces dessins on a présenté une seule phase, car on y examine un court-circuit triphasé permanent à l'instant où le courant dans la phase dessinée atteint sa valeur maximale, c'est-à-dire lorsque le flux résultant de réaction d'induit est situé suivant l'axe de la phase donnée. Les lignes d'induction du champ des pôles sont tracées en traits continus tandis que les lignes d'induction créées par le courant du stator sont tracées en pointillé.

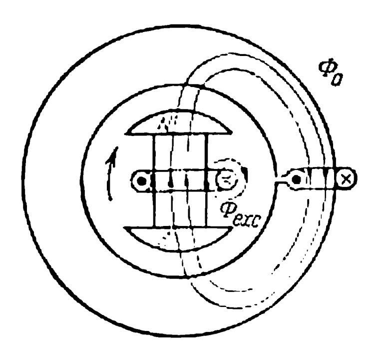


Fig. 9-9. Champ magnétique d'un alternateur synchrone lors de la marche à vide.

Pour simplifier les choses, la phase de l'enroulement statorique est représentée sous forme d'un contour qui entoure le paquet de tôles d'un seul côté comme les lignes du flux magnétique.

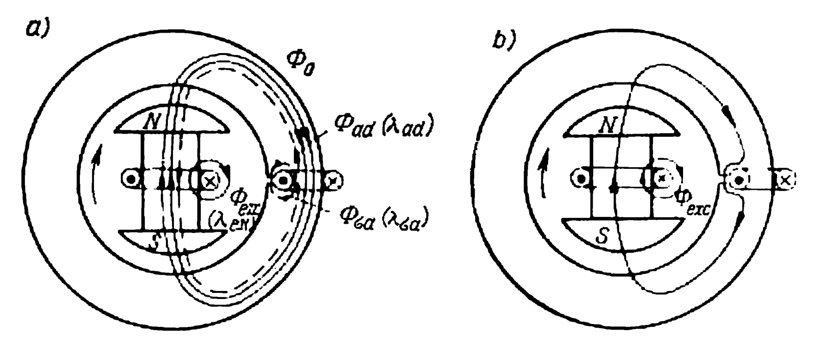


Fig. 9-10. Champ magnétique d'un alternateur synchrone lors d'un court-circuit triphasé permanent.

Lors d'un court-circuit permanent, le flux de l'enroulement d'excitation Φ_0 (fig. 9-10,*a*) dans l'enroulement statorique induit la même F.É.M. E_0 qu'en marche à vide (même excitation et sans

saturation). Vu qu'en court-circuit la tension aux bornes de la machine est nulle, la F.É.M. E_0 doit être équilibrée, si on néglige la résistance ohmique de l'enroulement d'induit, par la F.É.M. de réaction d'induit $-j\dot{I}_d x_{ad}$ et par la F.É.M. de dispersion $-j\dot{I}_d x_{\sigma a}$ qui sont induites respectivement par le flux de réaction d'induit Φ_{ad} et le flux de fuite de l'enroulement statorique $\Phi_{\sigma a}$, flux qui sommés égalent le flux Φ_0 mais sont dirigés en sens inverses. On a donc $\dot{E}_0 - j\dot{I}_d x_{ad} - j\dot{I}_d x_{\sigma a} = 0$.

Autrement dit, la F.É.M. E_0 est égale à la somme de chutes de tension dans la réactance inductive longitudinale de réaction d'induit x_{ad} et dans la réactance inductive de fuite $x_{\sigma a}$, c'est-à-dire que

$$\dot{E}_0 = j\dot{I}_d x_{ad} + j\dot{I}_d x_{\sigma a} = j\dot{I}_d (x_{ad} - x_{\sigma a}) = j\dot{I}_d x_d, \tag{9-3}$$

où x_d est la réactance inductive synchrone longitudinale.

La relation (9-3) correspond au diagramme de la fig. 9-7,*b* et est tirée de ce dernier (9-2).

Conformément à la fig. 9-10,*a*, le flux de réaction d'induit Φ_{ad} auquel correspond une perméance λ_{ad} et le flux de fuite du stator $\Phi_{\sigma a}$ de perméance $\lambda_{\sigma a}$ existent pour ainsi dire séparément en passant par des chemins parallèles et par conséquent la perméance λ_d pour tout le flux créé par le courant du stator sera égale à la somme des perméances des flux composants, c'est-à-dire

$$\lambda_d = \lambda_{ad} + \lambda_{\sigma a}.$$

Une même relation existe entre les réactances inductives qui sont proportionnelles aux perméances des flux correspondants:

$$x_d = x_{ad} + x_{\sigma a}.$$

Le schéma équivalent d'une machine synchrone suivant l'axe longitudinal en régime équilibré permanent qui correspond à cette équation est répresenté sur la fig. 9-11.

Enfin, la fig. 9-10,*b* montre des flux résultants pour un court-circuit permanent.

Pour comprendre la notion de réactance inductive synchrone examinons l'expérience suivante. Admettons que le rotor non excité d'une machine synchrone tourne au synchronisme. Si à l'enroulement statorique est appliquée une tension triphasée symétrique de fréquence nominale et à ordre de phases direct, il circulera dans cet enroulement un courant I formant des champs magnétiques qui se ferment suivant les contours des perméances λ_{ad} et $\lambda_{\sigma a}$ (fig. 9-12) au cas où l'axe des pôles coïncide avec celui du champ de réaction d'induit. Ces champs magnétiques induiront dans l'enroulement statorique des F.É.M. $-j\dot{I}x_{ad}$ et $-j\dot{I}x_{\sigma a}$ qui équilibrent la tension appliquée et pour cette raison

$$\dot{U} - j\dot{I}x_{ad} - j\dot{I}x_{\sigma a} = 0,$$

c'est-à-dire que la tension appliquée $\dot{U}$ est égale à la somme de chutes de tension dans la réactance inductive de réaction d'induit $j\dot{I}x_{ad}$ et dans la réactance inductive de fuite $j\dot{I}x_{\sigma a}$.

Pour cette raison

$$\dot{U} = j\dot{I}(x_{ad} + x_{\sigma a}) = j\dot{I}x_d,$$

c'est-à-dire:

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}}{jx_d} = \frac{\dot{E}_0}{jx_d}.$$

Ainsi lorsque la tension $\dot{U}$ est appliquée à l'enroulement statorique ce dernier sera parcouru par un courant égal au courant

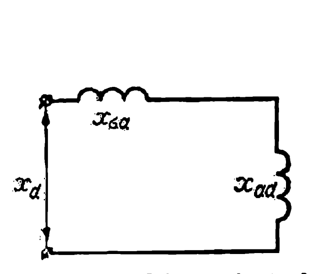


Fig. 9-11. Schéma équivalent d'une machine synchrone en régime permanent suivant l'axe longitudinal.

Fig. 9-12. Champ magnétique d'un alternateur synchrone lors de la détermination expérimentale de la réactance synchrone suivant l'axe longitudinal.

permanent de court-circuit pour une excitation qui correspond à la F.É.M. $\dot{E}_0 = \dot{U}$ à vide.

Si dans l'expérience considérée l'axe des pôles est perpendiculaire à l'axe du champ de réaction d'induit, la machine représentera

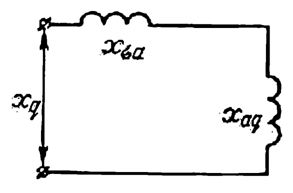


Fig. 9-13. Schéma équivalent d'une machine synchrone en régime permanent suivant l'axe transversal.

par rapport à la tension appliquée une réactance inductive synchrone transversale $x_{aq} + x_{\sigma a} = x_q$. A cette réactance correspond le schéma équivalent de la fig. 9-13, de façon analogue à ce

que nous avons exposé plus haut pour la réactance inductive synchrone longitudinale.

On peut donc donner la définition suivante : la réactance inductive synchrone est la réactance qu'une machine synchrone tournant au synchronisme, le rotor n'étant pas excité, oppose à la tension triphasée symétrique de fréquence nominale appliquée à l'enroulement statorique, et si l'axe du champ résultant de réaction d'induit coïncide avec l'axe des pôles il s'agira d'une réactance inductive synchrone longitudinale et si l'axe du champ résultant de réaction d'induit est perpendiculaire à l'axe des pôles, on aura une réactance inductive synchrone transversale.

La réactance inductive de fuite $x_{\sigma a}$ est relativement petite et les réactances inductives synchrones dépendent surtout des perméances pour le flux de réaction d'induit suivant les axes correspondants.

Dans les machines à pôles saillants la réluctance de la F.M.M. de réaction d'induit longitudinale est inférieure à celle de la F.M.M. de réaction d'induit transversale et pour cette raison $x_{ad} > x_{aq}$ et par conséquent, $x_d > x_q$.

Dans les machines à pôles lisses, selon les données théoriques et expérimentales, pratiquement la réluctance ne dépend pas de la disposition de l'axe de la F.M.M. de réaction d'induit par rapport au champ principal des pôles et pour cette raison $x_{ad} = x_{aq}$ et par conséquent, $x_d = x_q$.

9-7. Détermination de l'accroissement et de la chute de tension à l'aide des diagrammes de tensions

Pour la solution des problèmes pratiques il est parfois nécessaire de déterminer d'avance la variation en pour-cent de la tension lors de la disparition de la charge, c'est-à-dire lors du passage à la marche à vide le courant d'excitation et la vitesse de rotation restant les mêmes :

$$\Delta u\ \% = \frac{E_0 - U_n}{U_n} \cdot 100.$$

Généralement les alternateurs sont prévus pour fonctionner avec une charge inductive ; lorsque cette dernière disparaît la tension augmentera et Δu aura le signe « + ». Par contre, si l'alternateur fonctionnait avec une charge capacitive, la disparition de cette dernière aurait entraîné une baisse de tension et Δu aurait le signe « — ». Dans les autres cas il est nécessaire de déterminer la variation de la tension lorsque l'alternateur qui marchait à vide à tension nominale U_n est chargé à vitesse nominale jusqu'aux valeurs nominales du courant et du cosinus φ.

Dans ce cas

$$\Delta u\ \% = \frac{U - U_n}{U_n} \cdot 100.$$

Si la charge est inductive, la tension aux bornes de l'alternateur baissera et Δu aura le signe « — »; si la charge est capacitive, la tension augmentera et Δu aura le signe « + ».

De cette façon, les expressions « accroissement » et « diminution » de la tension sont conventionnelles et valables seulement pour les charges ohmiques et inductives comme nous le comprenons pour les machines à courant continu. Avec une charge capacitive, la réaction d'induit provoque dans la machine un accroissement du flux magnétique résultant entraînant un accroissement de la tension lors de l'augmentation de la charge. Dans les alternateurs synchrones, dans la plupart des cas, les charges sont ohmique et inductive.

Notons qu'auparavant les normes limitaient la chute de tension de l'alternateur (35 à 40 %). Cela s'explique par le fait qu'à cette époque les régulateurs automatiques de tension étaient peu perfectionnés et le réglage de la tension se faisait généralement à la main. A l'heure actuelle, avec l'apparition des régulateurs de tension rapides très perfectionnés, cette question ne se pose plus. Mais l'accroissement de la tension lors de la diminution brusque de la charge ne doit pas dépasser une certaine valeur afin d'éviter la détérioration de l'isolation. Pour cette raison on limite l'accroissement de la tension à 50 % pour la vitesse de rotation nominale et le courant d'excitation qui correspond aux valeurs nominales de la tension, du courant et du facteur de puissance. Dans la pratique on utilise les diagrammes pour l'accroissement de la tension, tandis que les diagrammes pour la diminution de la tension présentent surtout un intérêt théorique.

Dans le tableau 9-1 nous avons indiqué l'accroissement de la tension en pour-cent pour différents types de machines synchrones.

Tableau 9-1

Accroissement de la tension des alternateurs synchrones

Type d'alternateur	Accroissement de la tension, %		Multiple du courant de court-circuit permanent pour l'excitation de la marche à vide
	$\cos\varphi = 1$	$\cos\varphi = 0,8$	
a) Alternateurs triphasés:			
rapides	8 à 15	18 à 31	2,0 à 1,4
lents	9 à 13	18 à 25	2,5 à 2,0
turbo-alternateurs	16 à 25	30 à 48	1,2 à 0,7
b) Alternateurs monophasés pour alimentation des chemins de fer électriques.	17 à 20	35 à 40	1,2 à 0,8

9-8. Détermination de la variation de la tension d'après le diagramme des F.É.M. pour une machine à pôles saillants selon les données du calcul

a) Accroissement de la tension. Traçons (fig. 9-14,*a*) le vecteur de courant $OH = \dot{I}$. En traçant le vecteur de tension formant un angle φ avec $\dot{I}$ et en lui ajoutant géométriquement les vecteurs $\dot{I}r_a$ et $j\dot{I}x_{\sigma a}$ on obtient le vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_\delta$ créée par le flux résultant dans l'entrefer Φ_δ. Connaissant par les données du calcul la valeur de la F.M.M. de réaction d'induit

$$F_a = \frac{m\sqrt{2}}{\pi}\frac{wk_b}{p}I$$

et le coefficient de réaction transversale k_{aq}, on trouve la grandeur

$$\frac{k_{aq}F_{aq}}{\cos\psi} = k_{aq}F_a,$$

où $k_{aq}F_{aq}$ représente la F.M.M. de réaction d'induit transversale rapportée à l'enroulement d'excitation.

Au § 9-4 nous avons montré que le vecteur $\frac{I}{I_q}\dot{E}_{aq} = \frac{\dot{E}_{aq}}{\cos\psi} = -j\dot{I}x_{aq}$ est proportionnel à la F.É.M. de réaction d'induit transversale $\dot{E}_{aq}$ et coïncide en direction avec cette F.É.M., cette direction étant perpendiculaire au vecteur de la F.É.M. E_0 induite par le courant d'excitation.

Vu que le flux de réaction transversale Φ_{aq} se ferme dans les espaces interpolaires on peut admettre que pour ce flux le circuit magnétique n'est pas saturé et pour cette raison on peut trouver la valeur de la F.É.M. $E_{aq} : \cos\psi$, qui correspond à la F.M.M. $k_{aq}F_a$, suivant la portion rectiligne initiale de la caractéristique de marche à vide (fig. 9-14,*b*). Traçons ensuite la grandeur trouvée sur la fig. 9-14,*a* sous forme d'une portion de droite $AD = -E_{aq} : \cos\psi$ sur le prolongement de la ligne BA et réunissons le point D avec l'origine des coordonnées O. La ligne OD sera la direction du vecteur de la F.É.M. d'excitation E_0, l'angle entre cette ligne et le vecteur $\dot{I}$ représentera l'angle ψ et la perpendiculaire AF abaissée du point A sur OD représentera la F.É.M. de réaction d'induit transversale $\overline{FA} = \dot{E}_{aq} = -j\dot{I}_q x_{aq}$. La F.M.M. de réaction lingitudinale peut être déterminée d'après les données du calcul selon la valeur trouvée de l'angle ψ de l'expression:

$$k_{ad}F_{ad} = k_{ad}F_a \sin\psi.$$

Ayant déterminé d'après la caractéristique à vide (fig. 9-14,*b*) la valeur de la F.M.M. d'excitation OB qui correspond à la valeur

de la tension $\overline{OF}$ du diagramme de la fig. 9-14,*a* et en ajoutant à OB la valeur de la F.M.M. qui correspond à la réaction d'induit longitudinale $k_{ad}F_{ad} = BC$ rapportée au rotor, on trouve l'accroissement de la tension $ND = E_{ad}$ correspondant à cette réaction d'induit qui peut être tracé sur le diagramme de la fig. 9-14,*a* depuis le point F. La F.É.M. totale créée par le système d'excitation lors de la marche à vide sera évidemment:

$$E_0 = CN.$$

L'accroissement de la tension sera alors exprimé par la relation

$$\Delta u\ \% = \frac{E_0 - U_n}{U_n} \cdot 100.$$

b) Diminution de la tension. Pour déterminer la chute approximative de la tension supposons qu'au-delà du coude de la courbe à vide l'accroissement de la tension est proportionnel à l'accroissement de la F.M.M. d'excitation (fig. 9-14,*b*). La distance OD (fig. 9-6) de l'extrémité du vecteur $E_{ad} : \sin\psi = AD$ est égale à $OC = E_0$ (fig. 9-6) car le côté CD est petit par rapport au côté OC. Sur la caractéristique à vide (fig. 9-14,*b*) on trouve la F.M.M. d'excitation F_0 et en en retranchant la F.M.M. $k_{ad}F_{ad} : \sin\psi = k_{ad}F_a$ on trouve le tronçon $NS = E_{ad} : \sin\psi$.

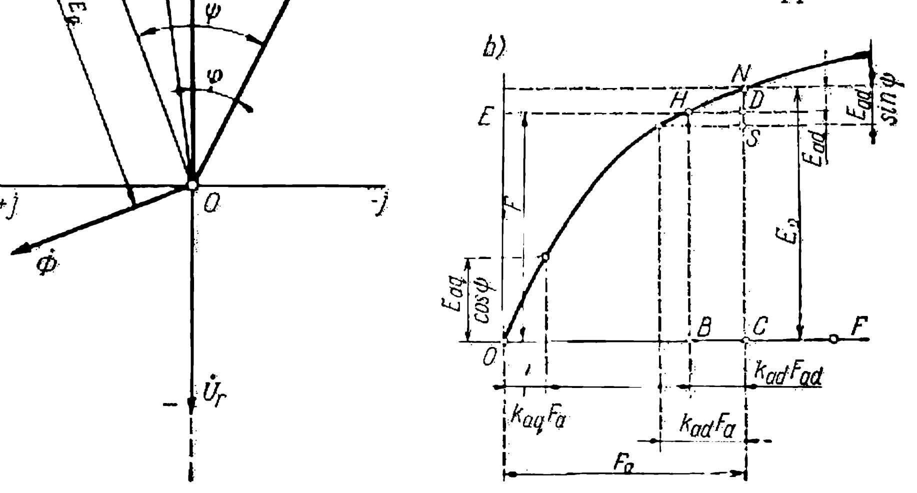


Fig. 9-14. Détermination de l'accroissement de la tension d'un alternateur à pôles saillants à l'aide du diagramme de F.É.M. (*a*) et de la caractéristique de marche à vide (*b*).

On construit le triangle de chutes de tension CBA avec les côtés $\overline{CB} = \dot{I}r_a$ et $\overline{BA} = j\dot{I}x_{\sigma a}$ (fig. 9-15) et sous l'angle φ par rapport à CB on trace la droite PQ qui donne la direction du vecteur $\dot{U}_n$. En prolongeant la ligne BA on marque depuis le point A le tronçon de droite $AR = -\dot{E}_{ad} : \sin\psi$ et du point R pris comme centre avec un rayon égal à E_0 on coupe la ligne PQ au point O. OC donne alors la tension cherchée U et la chute de tension

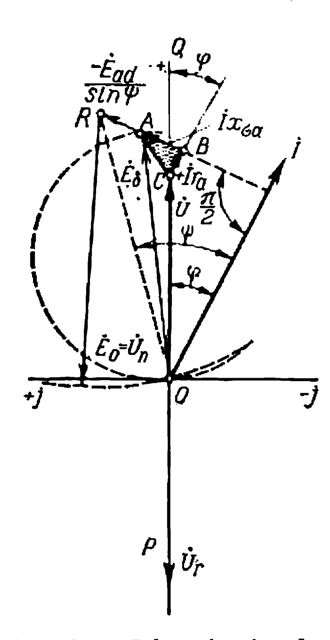


Fig. 9-15. Détermination de la baisse de la tension d'un alternateur à pôles saillants.

$$\Delta u\ \% = \frac{U - E_0}{E_0} \cdot 100 = \frac{U - U_n}{U_n} \cdot 100.$$

Si on veut construire d'après ces données la partie restante du diagramme (fig. 9-15), on s'inspirera de la même méthode que pour l'accroissement de la tension (fig. 9-14, *a*) car on connaît maintenant non seulement la direction du vecteur de la tension U, mais aussi sa grandeur $U = OC$.

9-9. Détermination de la variation de la tension à l'aide du diagramme des F.É.M.M.

Le diagramme des F.É.M. d'une machine synchrone à pôles lisses et à circuit magnétique non saturé, examiné au § 9-2, est basé sur l'existence séparée des flux magnétiques dus aux pôles d'excitation Φ_0, du flux de réaction d'induit Φ_a et du flux de fuite $\Phi_{\sigma a}$, ce qui permet de déterminer séparément les F.É.M. E_0, E_a et $E_{\sigma a}$ induites par ces flux et de les additionner géométriquement.

Lorsque le circuit magnétique de la machine synchrone est saturé, les F.É.M. E_0 et E_a cessent d'être proportionnelles aux F.M.M. F_0 et F_a et pour cette raison leur simple addition géométrique n'est plus admissible. Dans ce cas il est plus juste d'utiliser la méthode de diagramme des F.É.M.M. d'après laquelle on ajoute géométriquement non pas les F.É.M., mais les F.M.M. des pôles et de l'induit et on détermine la F.M.M. résultante F_δ d'après laquelle à l'aide de la caractéristique à vide on trouve la F.É.M. résultante E_δ. Ensuite, par retranchement géométrique des chutes de tension $j\dot{I}x_{\sigma a}$ et $\dot{I}r_a$, on peut trouver la tension aux bornes.

Le diagramme des F.É.M.M. permet de résoudre le problème de la détermination de l'accroissement et de la chute de tension à l'aide des données théoriques et expérimentales.

a) Accroissement de la tension. On connaît: U, I, $\cos\varphi$, r_a et $x_{\sigma a}$; il faut trouver E_0 et Δu.

On construit le vecteur de la tension $\dot{U}_n$ faisant un angle φ avec le vecteur du courant $\dot{I}$ (fig. 9-16,*a*) et en lui ajoutant géométriquement les chutes de tension $j\dot{I}x_{\sigma a}$ et $\dot{I}r_a$, on obtient le vecteur de la F.É.M. E_δ due au flux résultant dans l'entrefer Φ_δ. D'après la caractéristique à vide on trouve la F.M.M. F_δ. En en retranchant géométriquement la F.M.M. de réaction d'induit $\dot{F}_a k_a$ rapportée à l'enroulement d'excitation, on obtient la F.M.M. due à l'excitation F_0. D'après la caractéristique à vide on trouve la F.É.M. E_0 qui correspond à la F.M.M. F_0 et ensuite l'accroissement de la tension

$$\Delta u\ \% = \frac{E_0 - U_n}{U_n} \cdot 100.$$

b) Baisse de la tension. On connaît $E_0 = U_n$, I, $\cos\varphi$, r_a, $x_{\sigma a}$ et F_a; il faut trouver U et Δu.

En déterminant la chute de tension on adopte un rapport approximatif des angles $\frac{\varphi'}{\varphi} = 1{,}05$ (fig. 9-16,*b*).

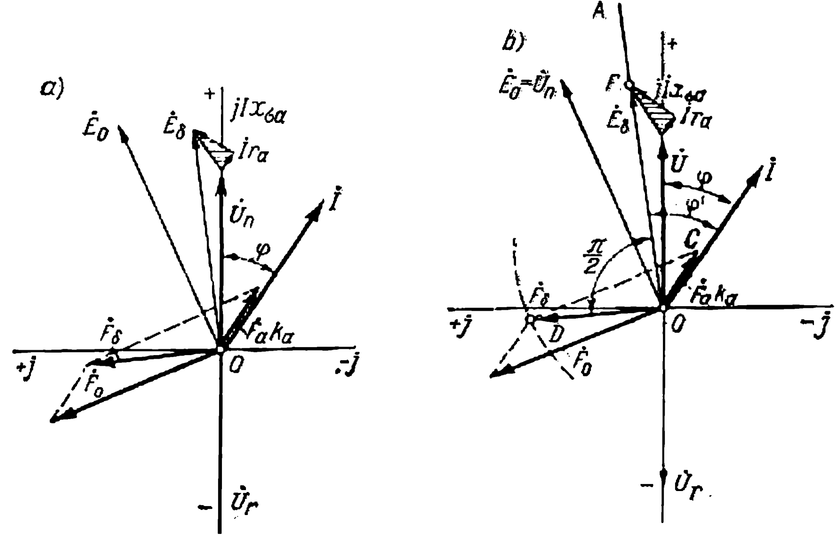


Fig. 9-16. Détermination de l'accroissement et de la baisse de la tension d'un alternateur à pôles lisses à l'aide du diagramme des forces électromagnétomotrices.

On trace la ligne OA formant un angle $\varphi' = 1{,}05\ \varphi$ avec la direction du vecteur de courant $\dot{I}$. La direction de la F.M.M. F_δ est en avance sur la direction du vecteur $\dot{E}_\delta$ d'un angle $\frac{\pi}{2}$. En plaçant

le vecteur de la F.M.M. de réaction d'induit $k_a\dot{E}_a$ sur la direction du vecteur $\dot{I}$, on trace, en prenant comme centre le point C, un arc de cercle de rayon F_0 (F.M.M. d'excitation) obtenue sur la caractéristique à vide selon la valeur de la tension à vide E_0. Le point d'intersection D de l'arc décrit et de la ligne OD détermine en grandeur et en direction le vecteur de la F.M.M. résultante $\dot{F}_\delta$ qui permet de trouver d'après la caractéristique à vide le vecteur $\dot{E}_\delta = \overline{OF}$. En retranchant géométriquement de $\dot{E}_\delta$ les chutes de tension $\dot{I}x_{\sigma a}$ et $\dot{I}r_a$ on trouvera le vecteur de tension $\dot{U}$ et ensuite la baisse de tension

$$\Delta u\ \% = \frac{U - E_0}{E_0} \cdot 100 = \frac{U - U_n}{U_n} \cdot 100.$$

Si, après avoir réalisé la construction, on remarque que le rapport $\frac{\varphi'}{\varphi}$ est différent de 1,05, on répétera la construction en partant de la valeur du rapport obtenu par cette construction approximative.

c) Construction pratique du diagramme des F.É.M.M. de Potier. En construisant le diagramme de Potier on doit connaître $x_{\sigma a}$ et $F_a k_a$. Pour des données connues de la machine, par exemple lors de son étude, ces grandeurs sont déterminées par calcul, ensuite lors des essais de la machine, on les détermine par expérience en partant de la caractéristique à vide et de la caractéristique en charge pour I = const et $\cos\varphi \approx 0$ (charge purement inductive) de la façon suivante.

Vu que pour $\cos\varphi = 0$ $(\varphi > 0)$ toute la réaction d'induit est démagnétisante en ce qui concerne le système d'excitation, pour I = const on obtient la même valeur de la F.M.M. démagnétisante pour toutes les tensions depuis $U = 0$, c'est-à-dire depuis le point qui correspond à la F.M.M. de l'enroulement d'excitation de la machine en court-circuit pour la même valeur du courant (fig. 9-17, point A). Lorsqu'on fait varier l'excitation pour relever la caractéristique en charge pour $\cos\varphi \approx 0$, le sommet B du triangle de réactances BAC (fig. 9-17) glisse sur la caractéristique à vide et le sommet A décrit la courbe en charge. Si pour la tension nominale $U_n = KD$ on porte depuis le point D le tronçon $DH = OA = F_{cc}$ déterminé d'après la caractéristique en court-circuit pour la valeur donnée du courant I et on trace la ligne HQ parallèlement à la portion rectiligne initiale de la caractéristique à vide, on voit d'après la construction que le tronçon $QF = BC = E_{\sigma a} = Ix_{\sigma a}$, d'où

$$x_{\sigma a} = \frac{QF}{I}$$

et

$$FD = CA = k_a F_a,$$

où k_a est le coefficient de réduction de la F.M.M. de réaction d'induit d'une machine à pôles lisses à l'enroulement d'excitation (voir § 8-2).

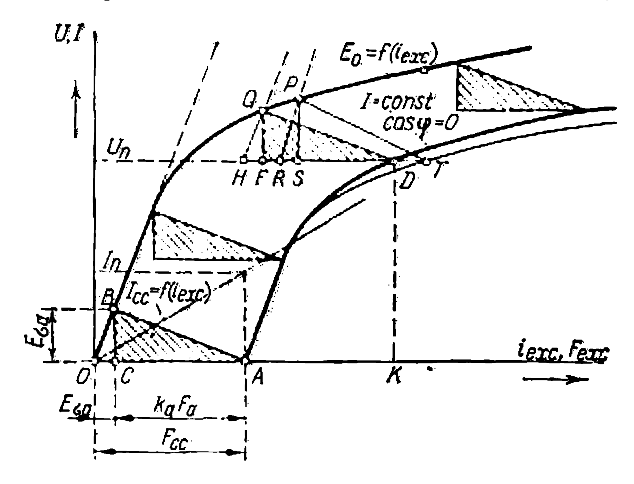


Fig. 9-17. Caractéristique en charge inductive d'un alternateur synchrone.

La construction pratique du diagramme de Potier pour déterminer l'accroissement de la tension se fait de la façon suivante, en

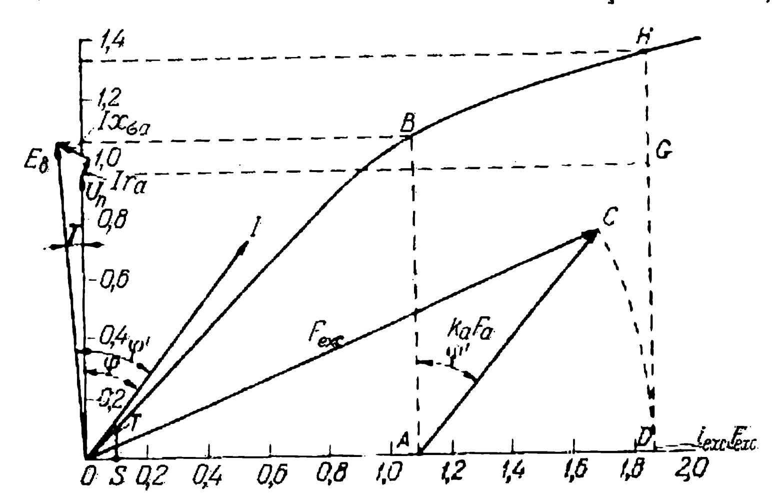


Fig. 9-18. Méthode pratique de la construction du diagramme des forces électromagnétomotrices.

le combinant avec la caractéristique à vide (fig. 9-18). Portons sur l'axe des ordonnées la valeur de la tension nominale U_n et traçons le courant $\dot{I}$ sous un angle φ par rapport à la tension. En ajoutant

géométriquement au vecteur $\dot{U}_n$ les chutes de tension $\dot{I}r_a$ et $j\dot{I}x_{\sigma a}$ on obtient la F.É.M. E_δ due au flux résultant Φ_δ.

En portant la valeur de $E_\delta = AB$ sur l'axe des ordonnées on trouve sur la caractéristique à vide la F.M.M. résultante $F_\delta = OA$. En traçant le tronçon $AC = k_a F_a$ faisant un angle $\varphi + \gamma = \varphi'$ avec la ligne AB, on trouve la F.M.M. résultante $F_{exc} = OC$. En

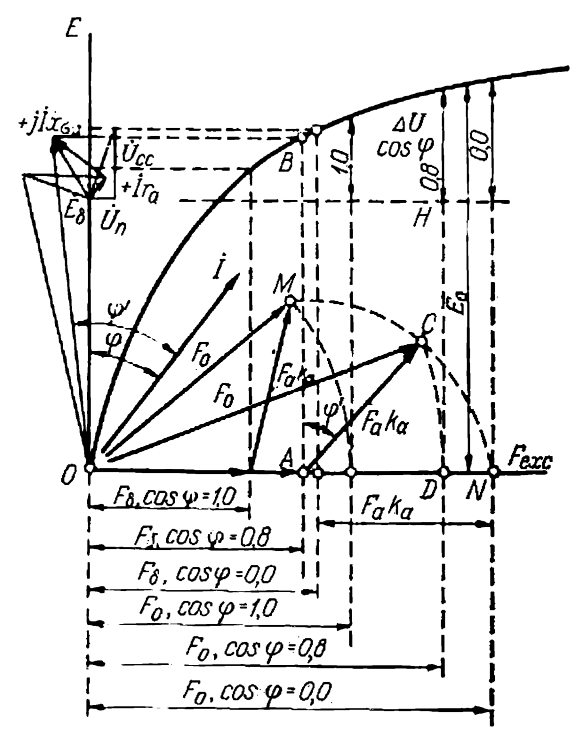


Fig. 9-19. Diagrammes des forces électromagnétomotrices pour différentes valeurs du cos φ.

déplaçant OC sur l'axe des abscisses dans la position OD, on trouve sur la caractéristique à vide la F.É.M. E_0 qui correspond au point D et est obtenue lors de la disparition de la charge. La différence $HG = HD - GD = E_0 - U_n = \Delta u$ donne l'accroissement de la tension lors de la disparition de la charge et l'accroissement relatif de la tension

$$\Delta u\ \% = \frac{E_0 - U_n}{U_n} \cdot 100 = \frac{GH}{DH} \cdot 100.$$

La fig. 9-19 donne la construction du diagramme de Potier pour les différents cos φ: 1,0, 0,8 et 0,0.

d) Utilisation du diagramme de Potier. Ce diagramme est théoriquement valable seulement pour une machine synchrone à pôles lisses, car dans ce cas il n'est pas nécessaire de décomposer la réaction d'induit en composantes transversale et longitudinale comme dans le diagramme des F.É.M. Mais l'expérience de l'utilisation de la méthode du diagramme de Potier dans les machines à pôles saillants montre que les résultats obtenus sont acceptables et pour cette raison ce diagramme est utilisé aussi pour les machines à pôles saillants.

En construisant le diagramme de Potier d'après les valeurs de $E_{\sigma a}$ et F_a déterminées sur les caractéristiques à vide et en charge

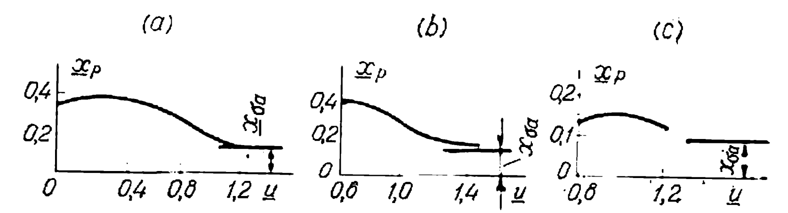


Fig. 9-20. Variation de la réactance de Potier en fonction de la saturation.

avec $\varphi \approx 0$ (fig. 9-17) il faut avoir en vue que la caractéristique en charge d'une machine à pôles saillants relevée par voie expérimentale donne pour les tensions données des valeurs de la F.M.M. d'excitation un peu plus grandes que celles obtenues lors de la translation du sommet du triangle réactif sur la caractéristique à vide. Cet écart s'explique par l'accroissement de la réluctance dans les pôles provenant de l'augmentation du flux de fuite de l'enroulement d'excitation lorsque le courant y croît. La force électromotrice de fuite $E_{\sigma a} = PS$ (fig. 9-17) déterminée par la méthode décrite plus haut d'après les caractéristiques à vide et en court-circuit et la caractéristique en charge obtenue expérimentalement pour $\varphi = 0$ (en trait fin sur la fig. 9-17) est plus grande que sa valeur réelle $\dot{\overline{BC}} = \dot{E}_{\sigma a} = j\dot{I}x_{\sigma a}$. D'où la réactance inductive pour la construction du diagramme de Potier sera:

$$x_p = \frac{PS}{I} > \frac{BC}{I} = x_{\sigma a}.$$

Dans les machines à saturation relativement grande des pôles pour un faible courant d'excitation, avec l'accroissement de i_{exc}, x_p augmente d'abord pour diminuer ensuite (fig. 9-20,*a*). Dans les machines à faible saturation des pôles avec l'accroissement de i_{exc}, x_p diminue brusquement (fig. 9-20,*b*). Pour un turbo-alternateur on peut admettre que x_p est constante (fig. 9-20,*c*), ce qui s'explique par la faible dispersion de l'enroulement d'excitation. En tenant compte de tout ce que nous avons dit, dans les machines

à pôles saillants il faut déterminer $x_{\sigma a}$ pour des valeurs de i_{exc} correspondant à (1,2 à 1,3) U_n selon la caractéristique en charge pour $I = I_n$ et $\cos \varphi \approx 0$ (charge purement inductive) et pour les turbo-alternateurs il faut le faire pour le point $U = U_n$ de la même caractéristique en charge.

9-10. Diagramme pratique de Potier simplifié (diagramme dit Suédois)

La méthode de construction du diagramme simplifié découle de la méthode de construction pratique du diagramme de Potier (fig. 9-18). De la construction de ce dernier pour différents cos φ

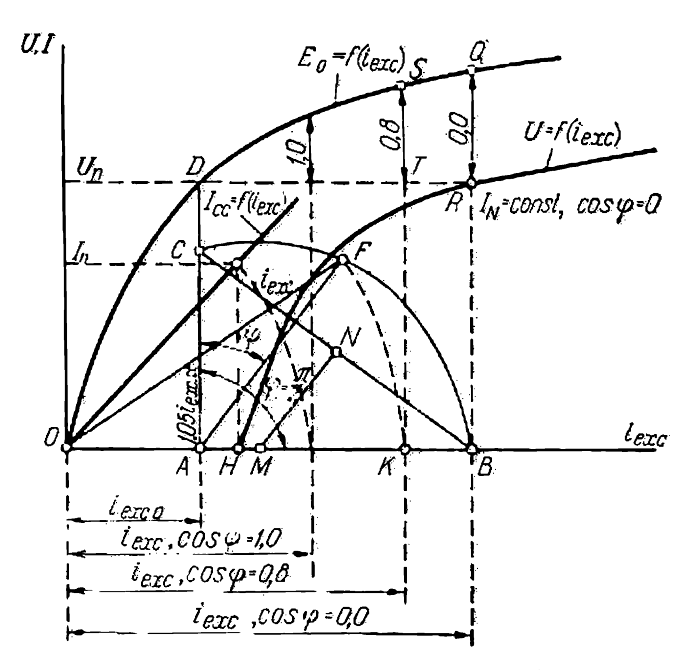


Fig. 9-21. Diagramme pratique simplifié de la force électromagnétomotrice.

(fig. 9-19) on peut voir que l'extrémité du vecteur de la F.M.M. de réaction d'induit $k_a F_a$ décrit une courbe MCN qui se rapproche d'un cercle. Pour trouver le centre de ce cercle on peut faire la construction suivante. On trouve d'après la caractéristique à vide le courant d'excitation $i_{exc0} = OA$ qui correspond à la tension U_n et d'après la caractéristique en court-circuit on trouve le courant d'excitation $i_{exc\,cc} = OH$ qui correspond au courant I_n (fig. 9-21). Ensuite on trouve d'après la caractéristique en charge le courant d'excitation $i_{exc} = OB$ pour $\cos \varphi \approx 0$ et la tension U_n.

Ayant porté sur la ligne AD le tronçon $AC = 1{,}05\, i_{exc\ cc} = 1{,}05\, OH$, on réunit les points C et B par une droite et du point milieu N du segment CB on trace une perpendiculaire jusqu'à son intersection avec l'axe des abscisses au point M. Décrivons maintenant depuis le centre M un arc de cercle CFB de rayon MB. Cet arc représentera le lieu géométrique de la valeur du courant d'excitation des pôles pour différents cos φ. En traçant de A une ligne qui forme un angle φ avec la ligne AD on obtient au point d'intersection avec l'arc CFB le point F; le segment OF donne l'intensité du courant d'excitation pour la charge de la machine avec le courant I_n et le cos φ donné. En coupant l'axe des abscisses par le rayon OF on trouve pour l'intensité donnée du courant d'excitation $i_{exc} = OK$ sur la caractéristique à vide la F.É.M. $\dot{E}_0 = KS$.

L'accroissement de la tension

$$\Delta u\ \% = \frac{KS - BR}{BR} \cdot 100 = \frac{E_0 - U_n}{U_n} \cdot 100.$$

Lors de la construction du diagramme simplifié pour des machines à pôles lisses telles que les turbo-alternateurs, il est recommandé de porter le segment $AC = i_{exc\ cc}$ car l'accroissement de la valeur jusqu'à $1{,}05\, i_{exc\ cc}$ tient compte de l'accroissement de la réluctance des pôles d'une machine à pôles saillants sous l'influence de la fuite qui, lorsqu'il s'agit des turbo-alternateurs à pôles lisses, est très réduite.

Exemple 9-1.

Construire le diagramme de Potier pour un alternateur hydraulique à pôles saillants $S = 71\ 500$ kVA (caractéristiques indiquées à l'exemple 8-1) lorsqu'il fonctionne à charge nominale, à cos φ nominal égal à 0,8 et à puissance nominale $P_n = 57\ 200$ kW. Nous ferons la construction en unités relatives (unité de tension $E_{ns} = \frac{13\ 800}{\sqrt{3}} = 7980$ V et unité de courant $I_n = 2990$ A).

La fig. 11-2 présente la caractéristique à vide de l'alternateur en unités relatives:

A l'unité du courant d'excitation $i_{excn} = 868$ A correspond le point de la caractéristique à vide à tension nominale $U_n = 13\ 800$ V.

La réactance inductive de fuite de l'enroulement statorique, en tenant compte de la fuite un peu augmentée de l'enroulement d'excitation de l'alternateur à pôles saillants, x_p est déterminée à l'aide de la caractéristique en court-circuit et de la caractéristique en charge à cos φ = 0 d'après le diagramme de Potier (fig. 9-17). Le courant d'excitation d'après la caractéristique en charge (cos φ ≈ 0) pour $U = U_n$ est de 1590 A ou en unités relatives:

$$\underline{i_{exc}}_{\cos\varphi=0} = \frac{1590}{868} = 1{,}83.$$

Selon les données expérimentales, le courant d'excitation lors d'un court-circuit triphasé pour un courant nominal dans l'enroulement statorique $I_n = 2990$ A est égal à $i_{exc\ cc} = 527$ A. Par conséquent, la F.M.M. de court-circuit en unités relatives est:

$$\underline{i_{exc\ cc}} = \frac{527}{868} = 0{,}61.$$

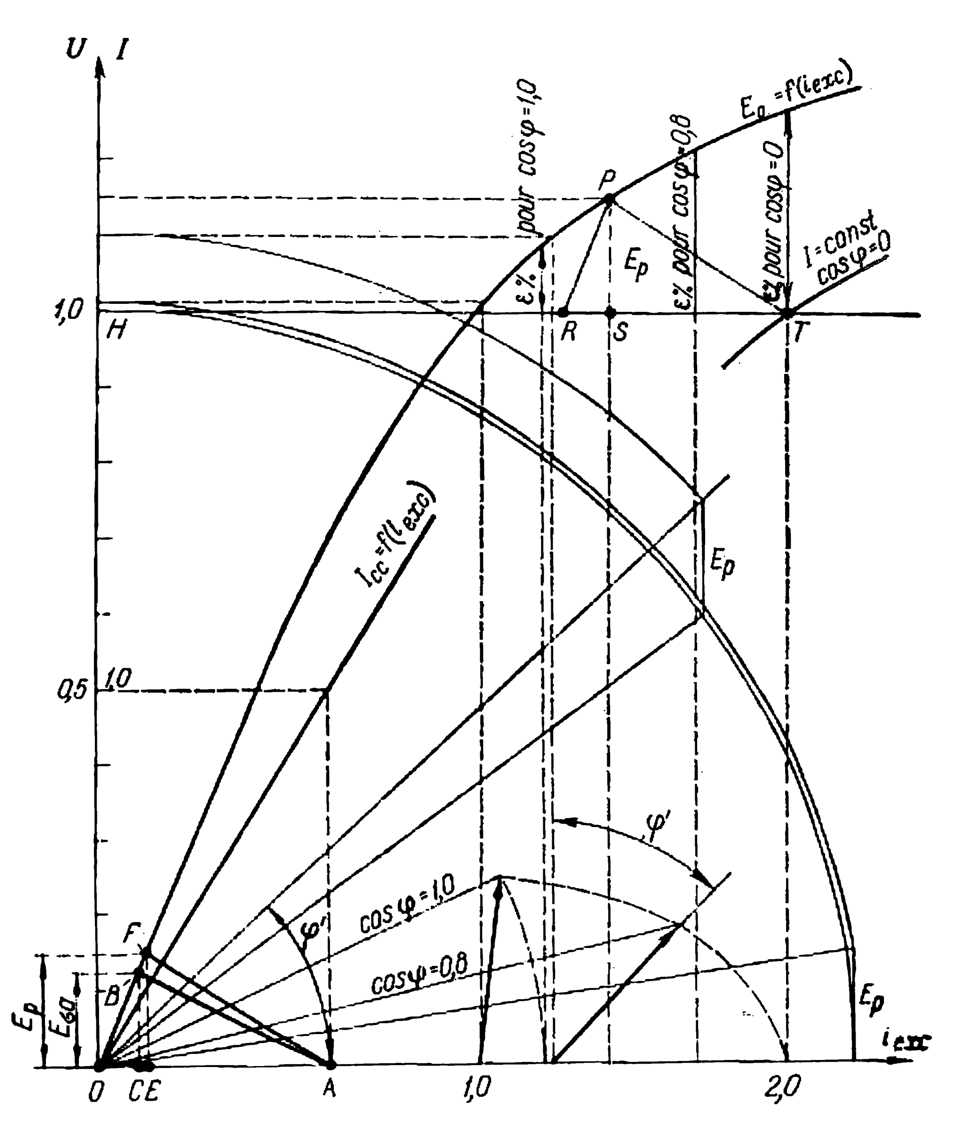


Fig. 9-22. **Diagramme pratique de la F.É.M.M. de Potier pour un alternateur hydraulique** $S = 71\ 500$ **kVA,** $2p = 96$.

En marquant sur la ligne TH, parallèle à l'axe des abscisses (fig. 9-22), pour la tension nominale depuis le point T le segment

$$TR = OA = \underline{i_{\text{exc cc}}} = 0{,}61$$

et en traçant du point R une ligne parallèle à la partie initiale de la caractéristique à vide on obtient à l'intersection avec cette caractéristique le point P. En traçant de ce point une droite parallèle à l'axe des ordonnées on trouve en unités relatives le segment $PS = \underline{E_p} = 0{,}15$. Il en résulte que la réactance inductive de l'induit, en tenant compte du fait que sa valeur augmente par suite de l'existence des pôles saillants pour le courant nominal $\underline{I_n} = 1{,}0$, sera:

$$\underline{x_p} = \underline{E_p} = 0{,}15.$$

D'après les données préétablies et celles obtenues par les essais on a construit sur la fig. 9-22 le diagramme de Potier selon la méthode exposée. Le courant d'excitation pour un courant de charge nominal $I_n = 2990$ A et $\cos\varphi = 0{,}8$ est $\underline{i_{\text{exc n}}} = 1{,}58$ en unités relatives ou $i_{\text{exc n}} = 1{,}58 \cdot 868 = 1370$ A et pour $\cos\varphi = 1{,}0$ le courant d'excitation relatif est $\underline{i_{\text{exc n}}} = 1{,}2$ ou $i_{\text{exc n}} = 1{,}2 \cdot 868 = 1040$ A. D'après la caractéristique à vide pour $\cos\varphi = 1{,}0$, l'accroissement de la tension $\varepsilon\,\% = 10\,\%$; pour $\cos\varphi = 0{,}8$, $\varepsilon\,\% = 21\,\%$ et pour $\cos\varphi \approx 0$, $\varepsilon\,\% = 26{,}5\,\%$.

Sur la fig. 9-23, d'après la méthode décrite au § 9-10, on a construit pour le même alternateur de 57 200 kW le diagramme de Potier simplifié conformément à la fig. 9-21. La comparaison des résultats de détermination du courant d'excitation pour différents $\cos\varphi$ et le même courant nominal $\underline{I_n} = 2990$ A, selon le diagramme de Potier et le diagramme simplifié avec les données expérimentales pour le même alternateur, peut être faite en utilisant le tableau 9-2.

Tableau 9-2

cos φ	Courant d'excitation comparé pour les différentes méthodes		
	Diagramme de Potier	Diagramme simplifié	Données expérimentales
1,0	1,20	1,185	1,195
0,9	1,47	1,465	1,45
0,8	1,58	1,57	1,57
0,7	1,64	1,64	1,67
0,6	1,70	1,69	1,74
0,0	1,83	1,83	1,83

Nous noterons la coïncidence satisfaisante des données obtenues par le diagramme de Potier et par le diagramme simplifié avec les données de l'expérience. Vu que la construction du diagramme simplifié est plus facile que celle du diagramme de Potier il faut noter sa grande valeur pratique non seulement pour les machines à pôles lisses mais aussi pour les machines à pôles saillants.

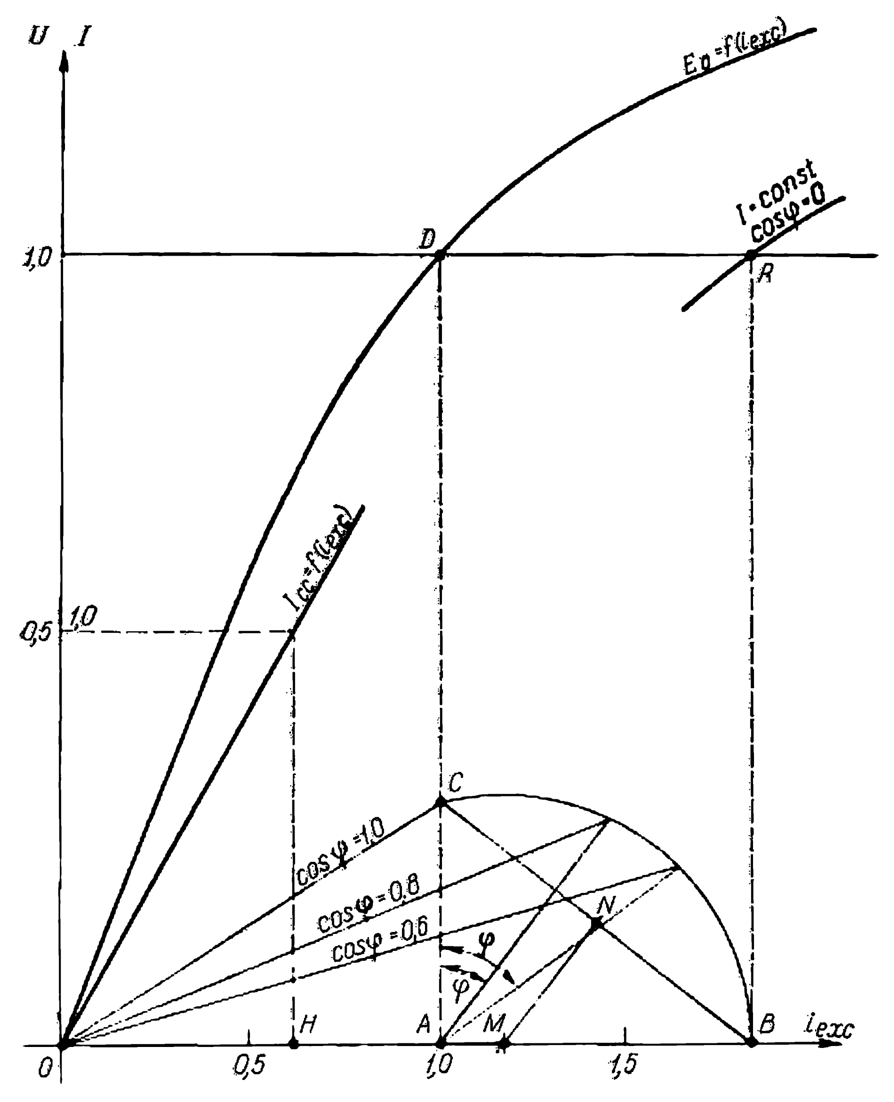


Fig. 9-23. **Diagramme pratique simplifié de la F.É.M.M. pour un alternateur hydraulique $S = 71\ 500$ kVA, $2p = 96$.**

9-11. Détermination de la variation de la tension d'après le diagramme simplifié de la F.Ê.M.

a) Accroissement de tension. On connaît: $U = U_n$, I, $\cos\varphi$, et la réactance synchrone x_s. Il faut trouver E_0 et Δu.

Traçons (fig. 9-24) le vecteur du courant $\dot{I}$ et le vecteur $\dot{U} = \dot{U}_n$ qui fait un angle $\varphi > 0$ avec lui. De la fin du vecteur $\dot{U}$ on trace le vecteur $\dot{I}r_a$ qui coïncide avec la direction du vecteur du courant et le vecteur $j\dot{I}x_s$ en avance de 90° sur le vecteur du courant $\dot{I}$. Le vecteur résultant représentera en grandeur et en phase la F.É.M. $\dot{E}_0$. L'accroissement de tension est:

$$\Delta u\ \% = \frac{OC - OA}{OA} \cdot 100 = \frac{E_0 - U_n}{U_n} \cdot 100.$$

b) Baisse de tension. On connaît: $E_0 = U_n$, I, $\cos\varphi$, r_a et x_s. Il faut trouver U et Δu.

On trace le vecteur du courant $\dot{I}$ (fig. 9-24) et la droite OK qui fait un angle φ avec lui. A l'origine des coordonnées et au-dessous de l'axe des abscisses on place le triangle $OA'B'$ ayant les côtés $\overline{OB'} = j\dot{I}x_s$ et $\overline{A'B'} = \dot{I}r_a$. Ensuite, avec comme centre le point A' on trace une circonférence de rayon U_n qui coupe la ligne OK au point A. Le vecteur $\overline{OA}$ représente la tension cherchée U et la baisse de tension est

$$\Delta u\ \% = \frac{\overline{AA'} - OA}{\overline{AA'}} \cdot 100 = \frac{U_n - U}{U_n} \cdot 100.$$

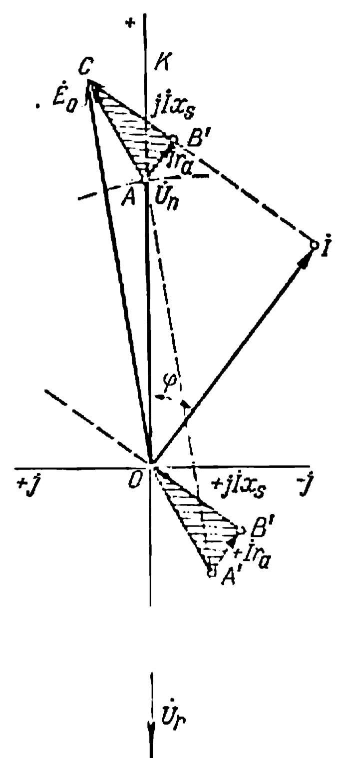


Fig. 9-24. Détermination de la variation de la tension d'après le diagramme simplifié de F.É.M.

c) Application du diagramme simplifié de la F.É.M. Les particularités du diagramme simplifié de la F.É.M. sont les suivantes: 1) l'action du flux de réaction d'induit Φ_a sur le champ principal est prise en considération par la chute de tension dans la réactance inductive de réaction d'induit x_a et 2) la réactance inductive synchrone x_s est déterminée d'après les caractéristiques à vide et en court-circuit.

La précision du diagramme simplifié de la F.É.M. dépend de la correspondance de la réactance x_s, déterminée par la méthode indi-

quée, à sa valeur en régime pour lequel on construit le diagramme.

La détermination de l'accroissement de la tension d'un alternateur fonctionnant à $I = I_n$ et à $\cos \varphi = 0{,}8$ lorsque la charge disparaît présente un intérêt particulier. A ce régime la F.M.M. a une grande composante transversale et une composante longitudinale relativement petite et le circuit magnétique est saturé. En régime de court-circuit triphasé, permettant de déterminer x_s pour construire le diagramme, la F.M.M. F_a est entièrement longitudinale et le circuit magnétique n'est pas saturé.

Il est évident que la réluctance pour la même F.M.M. F_a en court-circuit triphasé sera beaucoup plus petite et la réactance x_s sera plus grande que lorsque la même machine fonctionne à $U = U_n$, $I = I_n$ et $\cos \varphi = 0{,}8$; et pour une machine à pôles saillants cette différence sera encore plus grande que pour un turbo-alternateur. Voilà pourquoi le diagramme simplifié de la F.É.M. pour les turbo-alternateurs est plus précis que pour les machines à pôles saillants.

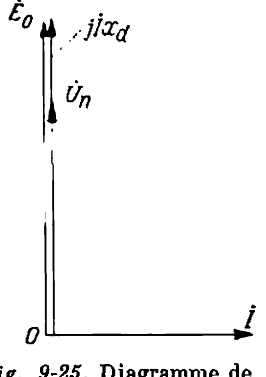


Fig. 9-25. Diagramme de la F.É.M. lors d'une charge inductive.

Une coïncidence totale des données du diagramme de la F.É.M. avec les données de l'expérience sera obtenue pour les turbo-alternateurs non saturés, c'est-à-dire pour les machines qui à l'heure actuelle ne sont pas fabriquées.

d) Diagramme simplifié de la F.É.M. corrigé par la Société américaine des ingénieurs électriciens (A.I.E.E.) Les normes de la Société américaine des ingénieurs électriciens recommandent de prendre pour valeur de la chute de tension Ix_s non pas la partie rectiligne de la caractéristique à vide, mais la différence de tensions $QB - BR = QR = Ix_s$ (fig. 9-21) obtenue pour le courant d'excitation qui correspond à la tension U_n suivant la caractéristique en charge à $\cos \varphi = 0$ pour le courant I_n. Cette méthode est justifiée par le fait que pour $\cos \varphi \approx 0$ la chute de tension due à la réaction d'induit et à la dispersion de l'enroulement statorique s'ajoute algébriquement à la tension (fig. 9-25).

9-12. Données expérimentales des comparaisons des diagrammes des F.É.M.

A titre d'exemple de comparaison des diagrammes de tension indiqués plus haut avec les données expérimentales pour des machines à pôles saillants indiquons les résultats des essais des principaux alternateurs de la centrale hydro-électrique de Volkhov, réalisés

sous la direction du professeur V. Tolvinski. Les principales caractéristiques de l'alternateur construit par l'usine « Electrosila » sont les suivantes: $S_n = 8750$ kVA; $U_n = 11\,000$ V, $I_n = 460$ A, $\cos\varphi = 0{,}8$, $n = 75$ tr/mn.

Les résultats de la détermination de l'accroissement de la tension fournis en pour-cent par les diagrammes des F.É.M. et l'expérience sont indiqués sur le tableau 9-3.

Tableau 9-3

Comparaison des méthodes de détermination de l'accroissement de la tension

Caractéristique du régime				Accroissement de la tension en %			
				d'après les diagrammes			
charge, kW	tension, V	courant, A	cos φ	diagramme de Potier	diagramme simplifié corrigé	diagramme simplifié de F.É.M.M. (Suédois)	d'après l'expérience
7000	11 000	460	0,8	26,7	26,7	27,7	27,7
8750	11 000	460	1,0	13,5	14,1	14,5	14,1
7700	11 000	506	0,8	28,8	28,8	28,9	29,8
9620	11 000	506	1,0	14,42	15,5	16,4	—

L'analyse des données indiquées dans le tableau 9-3 permet de conclure que ces diagrammes donnent des résultats pratiquement concordants qui correspondent aux données expérimentales et pour cette raison on doit les considérer comme pratiquement équivalents.

Chapitre

X

ALTERNATEUR SYNCHRONE MONOPHASÉ

10-1. Réaction d'induit d'un alternateur monophasé

Un alternateur monophasé comporte un seul enroulement statorique parcouru par un courant monophasé et pour cette raison une onde pulsatoire de la F.M.M. de réaction d'induit y est créée. Cette onde de F.M.M. peut être décomposée d'après la règle générale (§ 4-2) en deux composantes à demi-amplitude qui tournent en sens opposés. L'onde de la F.M.M. qui tourne dans le sens direct se déplace au synchronisme avec le rotor et se trouve en interaction avec la F.M.M. de l'enroulement d'excitation de la même façon que dans un alternateur synchrone polyphasé et l'onde qui tourne en sens inverse se déplace dans le sens opposé à celui du rotor avec une vitesse double par rapport à celui-ci. Les enroulements du rotor sont par rapport à la F.M.M. synchrone inverse des enroulements secondaires d'un transformateur et pour cette raison des courants à fréquence double y sont engendrés formant écran par rapport au champ qui les crée.

Si le rotor est doté d'un enroulement amortisseur complet, c'est-à-dire suivant l'axe longitudinal et l'axe transversal, le champ synchrone inverse sera pratiquement étouffé de la même façon que le champ d'induction mutuelle est étouffé dans un transformateur en court-circuit. Si le rotor n'a pas d'enroulement amortisseur suivant l'axe transversal mais possède suivant l'axe longitudinal un enroulement d'excitation ou s'il possède en plus suivant le même axe un enroulement amortisseur, le flux Φ_{2d} suivant l'axe longitudinal sera étouffé et seul le flux Φ_{2q} suivant l'axe transversal existera. Si tous les enroulements rotoriques sont ouverts dans un rotor à pôles lisses et à entrefer uniforme, le champ inverse ne sera pas complètement étouffé et induira dans l'enroulement statorique une F.É.M. de fréquence fondamentale.

Dans un rotor à pôles lisses à enroulements ouverts et à différentes perméances suivant les axes longitudinal et transversal, proportionnelles aux réactances inductives, la perméance du champ synchrone inverse variera suivant la loi:

$$\Lambda_2 = \frac{1}{2} k (x_d + x_q) - \frac{1}{2} k (x_d - x_q) \cos 2\omega t, \qquad (10\text{-}1)$$

où k représente un coefficient de proportionnalité, si pour $t = 0$ l'axe de l'enroulement monophasé du stator coïncide avec l'axe transversal de la machine.

L'équation (10-1) montre que la perméance pour le champ synchrone inverse comprend deux parties dont l'une $1/2k\,(x_d + x_q)$ est constante et représente la valeur de la perméance moyenne et l'autre partie $-1/2k\,(x_d - x_q)\cos 2\omega t$ varie en fonction du double de la fréquence et a une amplitude égale à la demi-différence des perméances suivant les axes longitudinal et transversal (fig. 10-1).

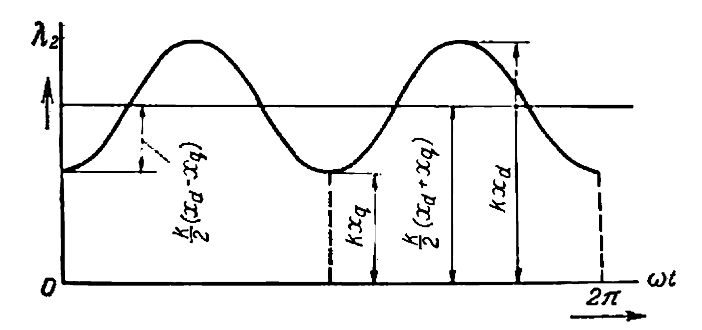


Fig. 10-1. Variation de la perméance du flux statorique d'un alternateur synchrone monophasé.

La variation du flux créé par la F.M.M. synchrone inverse dans un circuit de l'enroulement statorique a lieu selon l'équation:

$$\Phi_2 = \frac{1}{2}\Lambda_2 F_a \sin\omega t = \frac{1}{4}F_a k\,(x_d + x_q)\sin\omega t -$$

$$-\frac{1}{4}F_a k\,(x_d - x_q)\sin\omega t\cos 2\omega t = \Phi'_{2m}\sin\omega t -$$

$$-\Phi''_{2m}\sin\omega t\cos 2\omega t = \Phi'_{2m}\sin\omega t - \frac{1}{2}\Phi''_{2m}(\sin 3\omega t - \sin\omega t) =$$

$$= \left(\Phi'_{2m} + \frac{1}{2}\Phi''_{2m}\right)\sin\omega t - \frac{1}{2}\Phi''_{2m}\sin 3\omega t =$$

$$= \Phi_{2m}\sin\omega t - \frac{1}{2}\Phi''_{2m}\sin 3\omega t, \qquad (10\text{-}2)$$

où

$$\Phi'_{2m} = \frac{1}{4}F_a k\,(x_d + x_q); \qquad (10\text{-}3)$$

$$\Phi''_{2m} = \frac{1}{4}F_a k\,(x_d - x_q). \qquad (10\text{-}4)$$

L'équation (10-2) montre que dans une machine à pôles saillants le champ synchrone inverse induit dans l'enroulement statorique des F.É.M. de fréquence fondamentale et de fréquence triple. Dans

une machine à pôles lisses à enroulement rotorique ouvert $x_d = x_q$ et pour cette raison le flux Φ''_{2m} et respectivement le troisième harmonique de la F.É.M. disparaissent.

Lorsque l'enroulement d'excitation est fermé et que le rotor ne comporte pas d'enroulement amortisseur

$$\Phi'_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x'_d + x_q); \tag{10-5}$$

$$\Phi''_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x'_d - x_q). \tag{10-6}$$

Lorsque l'enroulement d'excitation est fermé et que le rotor comporte un enroulement amortisseur

$$\Phi'_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x''_d + x''_q); \tag{10-7}$$

$$\Phi''_{2m} = \frac{1}{4} F_a k (x''_d - x''_q). \tag{10-8}$$

x'_d et x''_d représentent les réactances inductives équivalentes suivant l'axe longitudinal et x'_q et x''_q représentent ces réactances inductives suivant l'axe transversal qui tiennent compte du couplage inductif de l'enroulement statorique et des enroulements rotoriques court-circuités par rapport au champ synchrone inverse. Il résulte de l'équation (10-8) que lorsque le rotor comporte un enroulement amortisseur complet pour lequel $x''_q \approx x''_d$, le troisième harmonique de la F.É.M. disparaît, mais si l'enroulement amortisseur suivant l'axe transversal est absent, $x_q \neq x'_d$ (l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal est absent) ou $x_q \neq x''_d$ (l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal existe) et pour cette raison le troisième harmonique de la F.É.M. apparaît.

Le flux Φ_{2d} engendré par la F.M.M. synchrone inverse peut induire dans l'enroulement d'excitation une très haute tension u_2 de fréquence double qui peut présenter un danger pour l'isolation de l'enroulement d'excitation en cas d'ouverture accidentelle de ce dernier ou de sa coupure. Le courant i_2 à fréquence double en s'ajoutant au courant continu d'excitation (fig. 10-2) augmente la valeur efficace du courant résultant dans l'enroulement d'excitation pour atteindre la valeur

$$i = \sqrt{i^2_{\text{exc}} + I^2_2},$$

où I_2 représente la valeur efficace du courant alternatif i_2.

Pour éliminer ces phénomènes nuisibles on dote les pièces polaires d'un enroulement amortisseur exécuté sous forme de circuits fermés de faible résistance qui embrassent le pôle. Ce sont des spires court-circuitées en cuivre de section suffisamment grande (fig. 10-3,*a*) ou des barres de cuivre placées dans des encoches spécialement aménagées dans les pièces polaires et dont les bouts sont réunis par des bandes de cuivre de grande section (fig. 10-3,*b*) pour former une

cage d'écureuil. L'action de ces enroulements amortisseurs est parfois tellement intense que l'enroulement d'excitation est pratiquement exempt de courants de fréquence double et, de plus, en cas de rupture du circuit d'excitation les surtensions n'apparaissent pas.

Les enroulements amortisseurs représentés sur la fig. 10-3,*a*, *b* n'exercent pas une grande influence sur le flux pulsant transversalement Φ_{2q} et ne provoquent pas la disparition du troisième harmonique de la F.É.M. dans l'enroulement statorique. Pour faire disparaître cette F.É.M. il faut obtenir, au moins approximativement, l'égalité des réactances équivalentes suivant les deux axes et pour cela

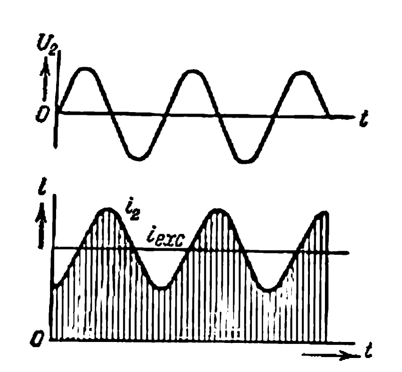


Fig. 10-2. La tension et le courant induits dans l'enroulement d'excitation d'un alternateur synchrone monophasé.

Fig. 10-3. Formes d'exécution d'un enroulement amortisseur d'un alternateur synchrone monophasé.

il faut réunir les barres de la cage d'écureuil, placées dans les pièces polaires, par des bagues de court-circuitage communes (fig. 10-3,*c*) qui forment avec ces barres une cage d'écureuil complète. Dans ce cas, le champ pulsant longitudinalement Φ_{2d} est détruit par les spires obtenues à la surface de la pièce polaire et le champ pulsant transversalement Φ_{2q} est détruit par les spires formées entre les pôles voisins.

Dans les machines à pôles lisses (turbo-alternateurs) le rotor se présente généralement comme un corps massif et les courants de Foucault qui s'y forment amortissent le champ pulsant longitudinalement et celui pulsant transversalement.

10-2. Diagramme de tensions d'un alternateur monophasé

Le diagramme de tensions d'un alternateur monophasé est construit de la même façon que celui d'un alternateur triphasé, et la valeur de la F.M.M. de réaction d'induit, notamment sa composante qui tourne au synchronisme, par suite de l'existence sur le stator

d'un enroulement monophasé, a une valeur réduite en comparaison avec un alternateur triphasé et égale par pôle:

$$F_a = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{wk_b}{p} I = 0,45 \frac{wk_b}{p} I.$$

La chute de tension inductive dans l'enroulement statorique d'un alternateur monophasé qui correspond à la chute de tension dans la réactance de dispersion d'un alternateur triphasé voit sa valeur majorée car, en plus de la chute de tension inductive $Ix_{\sigma a}$ dans la réactance de dispersion, il faut prendre en considération aussi la F.É.M. due au champ synchrone inverse. Avec une cage d'écureuil complète, le champ synchrone inverse sera pratiquement étouffé et pour cette raison la chute de tension inductive dans ce cas sera plus petite.

10-3. Comparaison de la puissance des alternateurs synchrones monophasé et triphasé

Si dans un alternateur triphasé dont les enroulements sont connectés en étoile on débranche une phase et on assure l'alimentation seulement par les deux phases restantes, on obtient un alternateur synchrone monophasé dans lequel l'enroulement de travail occupera seulement deux tiers des encoches.

La puissance apparente d'une machine triphasée est

$$P_3 = 3U_sI = \sqrt{3}U_cI.$$

Lorsque deux phases travaillent en régime monophasé

$$P_1 = \sqrt{3}U_sI = U_cI.$$

Le rapport des puissances

$$\frac{P_1}{P_3} = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0,578.$$

Les pertes électriques dans l'enroulement statorique seront liées dans ce cas pour $I_1 = I_3 = I$ par la relation

$$\frac{2I^2r_a}{3I^2r_a} = \frac{2}{3} = 0,667.$$

Si l'on suppose qu'une machine de dimensions données admet dans les deux cas des pertes égales dans les enroulements statoriques, le rapport suivant des courants est admissible:

$$\frac{I_1}{I_3} = \sqrt{\frac{3}{2}} = 1,225,$$

et pour cette raison le rapport des puissances sera:

$$\frac{P_1}{P_3} = \frac{U_cI_1}{\sqrt{3}\,U_cI_3} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{3}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707.$$

Il faut encore prendre en considération le fait que dans une machine monophasée l'enroulement statorique a des parties frontales relativement courtes, ce qui diminue la valeur de la résistance de l'enroulement statorique et réduit un peu les pertes dans ce dernier. Vu qu'en ce qui concerne l'échauffement de la machine le rôle principal est joué par les pertes dans la partie de l'enroulement placée dans les encoches, la réduction de la longueur des parties frontales n'aura pratiquement pas d'influence sur la puissance admissible de la machine monophasée.

La valeur du courant d'excitation en charge pour un angle de déphasage $\varphi \neq 0$ dans une machine monophasée sera un peu plus petite par suite de la diminution de la réaction d'induit mais la chute de tension inductive sera un peu plus grande.

Chapitre XI
CARACTÉRISTIQUES D'UN ALTERNATEUR SYNCHRONE

11-1. Système d'unités relatives

Lorsque l'on compare des machines synchrones de différentes constructions ainsi que de différentes tensions et puissances, il est commode d'exprimer les grandeurs et les paramètres fondamentaux en grandeurs relatives qui peuvent être représentées en % ou en sous-multiples des grandeurs prises comme unité. Dans le système d'unités relatives on prend comme unité les grandeurs suivantes:

1. La puissance apparente nominale de la machine $P_n = mU_nI_n$.
2. La tension simple nominale à vide $U_n = E_0$.
3. Le courant nominal simple I_n.
4. L'impédance nominale

$$z_n = \frac{U_n}{I_n} = \frac{E_0}{I_n}. \tag{11-1}$$

5. La vitesse angulaire nominale du rotor Ω_n, c'est-à-dire la vitesse angulaire à la fréquence nominale.
6. L'angle de un radian.
7. Le temps durant lequel la phase du courant et de la tension à fréquence nominale varie de un radian ou, ce qui revient au même, le champ tournant à fréquence nominale tourne de un radian (électrique).

Les valeurs indiquées de la tension, du courant et de l'impédance sont des unités pour les grandeurs correspondantes du circuit statorique. Pour le circuit d'excitation les unités sont établies de la façon suivante.

Comme unité de courant dans le circuit d'excitation on adopte un courant d'excitation $i_{exc\,n}$ qui crée dans l'entrefer un flux magnétique de l'harmonique fondamental de même valeur que celui créé par le courant nominal statorique en charge symétrique au cas où la réaction d'induit agit entièrement suivant l'axe longitudinal. Selon la relation (8-26), l'unité du courant d'excitation est

$$i_{exc\,n} = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} \frac{wk_b}{pw_{exc}} k_{ad} I_n. \tag{11-2}$$

On adopte comme unité de tension du circuit d'excitation la tension $u_{exc\,n}$ déterminée par la puissance apparente nominale P_n et

l'unité du courant d'excitation

$$u_{\text{exc n}} = \frac{P_{\text{n}}}{i_{\text{exc n}}} = \frac{mU_{\text{n}}I_{\text{n}}}{i_{\text{exc n}}}. \qquad (11\text{-}3)$$

En partant des égalités (11-2) et (11-3) on a :

$$u_{\text{exc n}} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{pw_{\text{exc}}}{wk_{\text{b}}k_{ad}} U_{\text{n}}. \qquad (11\text{-}4)$$

L'unité d'impédance du circuit d'excitation est égale au rapport des unités correspondantes de tension et de courant

$$z_{\text{exc n}} = \frac{u_{\text{exc n}}}{i_{\text{exc n}}}, \qquad (11\text{-}5)$$

ou, en partant des égalités (11-1), (11-2) et (11-4):

$$z_{\text{exc n}} = \frac{\pi^2}{2m} \frac{p^2 w_{\text{b}}^2}{w^2 k_{\text{b}}^2 k_{ad}^2} z_{\text{n}}. \qquad (11\text{-}6)$$

En comparant les égalités (8-42) et (11-6), on voit que

$$z_{\text{exc n}} = \frac{z_{\text{n}}}{k_{\text{exc st}}}, \qquad (11\text{-}7)$$

c'est-à-dire que les valeurs nominales ou unitaires des impédances des circuits statorique et rotorique sont liées par le coefficient de réduction des impédances rotoriques.

Nous soulignerons les désignations littérales des différentes grandeurs exprimées en unités relatives en se représentant par le trait la valeur nominale ou unitaire des grandeurs correspondantes pour ainsi dire omise.

On peut construire les diagrammes de la F.É.M., de la F.M.M., etc., aussi en unités relatives. Si, par exemple, le diagramme de la F.É.M. d'un alternateur à pôles saillants (voir fig. 9-4) est construit en unités relatives, on a :

$$\underline{U}_{\text{n}} = 1; \quad \underline{E} = \frac{E}{U_{\text{n}}}; \quad \underline{E}_{\delta} = \frac{E_{\delta}}{U_{\text{n}}}.$$

$$\underline{E}_{aq} = \frac{E_{aq}}{U_{\text{n}}}; \quad \underline{E}_{ad} = \frac{E_{ad}}{U_{\text{n}}}.$$

De façon analogue

$$\underline{I}_{\text{n}} = 1; \quad \underline{I}_{q} = \frac{I_{q}}{I_{\text{n}}}; \quad \underline{I}_{d} = \frac{I_{d}}{I_{\text{n}}}.$$

Pour toutes les réactances inductives on a :

$$\underline{x} = \frac{xI_{\text{n}}}{U_{\text{n}}} = \frac{x}{z_{\text{n}}}.$$

Par exemple,

$$\underline{x}_{d} = \frac{x_{d}}{z_{\text{n}}}; \quad \underline{x}_{q} = \frac{x_{q}}{z_{\text{n}}}.$$

La résistance sera donc

$$\underline{r_a} = \frac{r_a I_n}{U_n} = \frac{r_a}{z_n}.$$

La réactance inductive de la réaction d'induit longitudinale x_{ad} en unités relatives est

$$\underline{x_{ad}} = \frac{x_{ad}}{z_n} = x_{ad}\frac{I_n}{E_0}.$$

En introduisant dans cette formule la valeur de x_{ad} (8-28), la valeur du courant de l'équation (8-8) et la valeur de la F.É.M. E_0 tirée de l'équation (2-37), on obtient pour la réactance inductive relative de la réaction d'induit longitudinale l'expression suivante:

$$\underline{x_{ad}} = \mu_0 \left(\frac{D_i}{p\delta'}\right)\left(\frac{F_a l}{\Phi_1}\right) k_d. \qquad (11\text{-}8a)$$

Vu que la charge linéaire par cm de circonférence d'induit

$$A = \frac{2mwI}{\pi D_i}$$

et le flux magnétique de l'harmonique fondamental

$$\Phi_1 = B_{\delta 1}\cdot\frac{D_i l}{p},$$

on peut obtenir l'expression suivante pour la réactance inductive relative

$$\underline{x_{ad}} = \mu_0 \left(\frac{D_i}{p\delta'}\right)\left(\frac{A k_{b1}}{\sqrt{2}\, B_{\delta 1}}\right) k_d. \qquad (11\text{-}8b)$$

Ainsi, d'après les formules (11-8a) et (11-8b) on peut faire la substitution

$$\frac{F_a l}{\Phi_1} = \frac{A k_{b1}}{\sqrt{2}\, B_{\delta 1}}.$$

Vu que $\frac{D_i}{p} = \frac{2}{\pi}\tau$ et $\delta' = k_\delta \delta$, on peut écrire l'expression (11-8b) de la réactance inductive relative de façon différente:

$$\underline{x_{ad}} = \frac{\mu_0 \sqrt{2}\, k_d k_{b1}}{\pi k_\delta}\left(\frac{\tau}{\delta}\cdot\frac{A}{B_{\delta 1}}\right) \qquad (11\text{-}8c)$$

ou, en adoptant les valeurs moyennes de

$$k_d \approx 0{,}87, \quad k_{b1} \approx 0{,}91; \quad k_\delta \approx 1{,}1,$$

on obtient pour la réactance inductive relative de la réaction d'induit longitudinale l'expression généralisée approchée suivante:

$$\underline{x_{ad}} \approx 0{,}4\left(\frac{\tau}{\delta}\cdot\frac{A}{B_{\delta 1}}\right). \qquad (11\text{-}8d)$$

De façon analogue on a pour la réactance inductive de la réaction d'induit transversale

$$\underline{x}_{aq} = x_{aq} \cdot \frac{I_n}{E_0} = \mu_0 \left(\frac{D_i}{p\delta'}\right) \left(\frac{F_a l}{\Phi_1}\right) k_q = \mu_0 \left(\frac{D_i}{p\delta'}\right) \left(\frac{A k_{b1}}{\sqrt{2} B_{\delta 1}}\right) k_q. \quad (11\text{-}9a)$$

Si l'on admet qu'en moyenne $\frac{k_q}{k_d} \approx 0{,}6$, on obtient pour la réaction d'induit transversale l'expression généralisée approchée:

$$\underline{x}_{aq} \approx 0{,}24 \left(\frac{\tau}{\delta} \cdot \frac{A}{B_{\delta 1}}\right). \quad (11\text{-}9b)$$

Pour l'enroulement statorique la réactance inductive relative est

$$\underline{x}_{\sigma a} = x_{\sigma a} \frac{I_n}{E_0}.$$

En introduisant dans l'expression de $\underline{x}_{\sigma a}$ d'après la formule (5-14) la valeur de la réactance inductive et la valeur de la F.É.M. E_0 tirée de la formule (2-37) et en tenant compte du fait que d'après la formule (8-8) la valeur du courant

$$I_n = \frac{\pi p}{m \sqrt{2} w k_{b1}} F_a,$$

on obtient pour la réactance inductive relative:

$$\underline{x}_{\sigma a} = \frac{2\pi\mu_0}{k_{b1}^2} \left(\frac{F_a l}{\Phi_1}\right) \frac{\lambda_s}{mq} = \frac{2\pi\mu_0}{k_{b1}} \left(\frac{A}{B_{\delta 1}} \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \frac{\lambda_s}{mq}, \quad (11\text{-}10)$$

où

$$\lambda_s = \lambda_n + q\lambda_f \cdot \frac{l_f}{l} + \lambda_{dif}.$$

Pour la réactance inductive relative de l'enroulement d'excitation, après sa réduction au système statorique, on obtient en unités statoriques relatives l'expression de la réactance inductive que voici:

$$\underline{x}_{exc\,s} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \left(\frac{F_a l}{\Phi_1}\right) k_{ad}^2 2\lambda_{Bs} + \underline{x}_{dif} \quad (11\text{-}11a)$$

ou

$$\underline{x}_{exc\,s} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \left(\frac{A k_{b1}}{\sqrt{2} B_{\delta 1}}\right) k_{ad}^2 2\lambda_{Bs} + \underline{x}_{dif}, \quad (11\text{-}11b)$$

où

$$\underline{x}_{dif} = \left(\frac{4}{\pi} k_{ad} k_f - 1\right) \underline{x}_{ad}.$$

La perméance de fuite par cm de longueur de la machine est déterminée de la façon suivante (formule (5-28)):

$$\lambda_{Bs} = 2 \left(\frac{h_{m1}}{3c_{m1}} + \frac{h_{m2}}{c_{m2}} + \frac{h_p}{c_p} + \frac{(l_p - l) + 0{,}5h_m + 0{,}125b_m}{2l_p}\right).$$

Pour un système secondaire court-circuité dans le genre de la cage d'écureuil rotorique d'une machine synchrone

$$\underline{x}_{ds} = 8\mu_0 \left(\frac{F_a l}{\Phi_1}\right) \frac{\lambda_d}{n_b} = 8\mu_0 \left(\frac{A k_{b1}}{B_{\delta 1}\sqrt{2}}\right) \frac{\lambda_d}{n_b} = 4\sqrt{2}\,\mu_0 \left(\frac{A}{B_{\delta 1}}\right) k_{b1} \frac{\lambda_d}{n_b}. \tag{11-12}$$

où λ_d est la perméance de fuite qui est déterminée de la même façon que pour un moteur asynchrone à cage d'écureuil et n_b est le nombre de barres d'amortissement par intervalle polaire.

11-2. Caractéristique à vide

La caractéristique à vide qui donne la relation $E_0 = f(i_{exc})$ est relevée pour les branches ascendante et descendante (fig. 11-1). L'aire limitée par ces courbes est déterminée par la valeur de l'hystérésis du circuit magnétique du rotor. Lors de l'utilisation de la

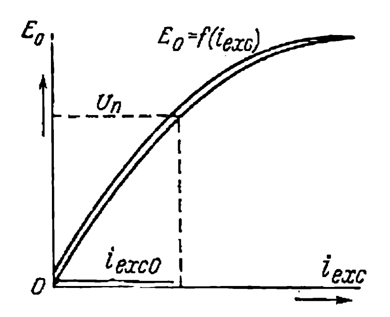


Fig. 11-1. Caractéristique à vide d'un alternateur synchrone.

caractéristique à vide pour la construction des diagrammes de tensions et d'autres caractéristiques, il est recommandé de prendre la branche descendante et comme origine le point d'intersection de la courbe avec l'axe des abscisses.

La caractéristique à vide ainsi que les autres caractéristiques d'un alternateur synchrone peuvent être construites en unités relatives, ce qui permet de mieux apprécier les propriétés de la machine.

Mais généralement lors de la construction de la caractéristique à vide on prend pour unité non pas le courant d'excitation $i_{exc\,n}$, comme il a été indiqué dans le paragraphe précédent, mais le courant d'excitation $i_{exc\,0}$ qui sur la caractéristique à vide correspond à la tension nominale (fig. 11-1). Nous désignerons la valeur du courant d'excitation par rapport au courant i_{exc0} par $\underline{i}_{exc0}$:

$$\underline{i}_{exc0} = \frac{i_{exc}}{i_{exc0}}.$$

Le choix d'une telle unité de courant d'excitation a l'avantage qui consiste en ce que les caractéristiques à vide de différents

alternateurs construites en unités relatives se coupent en un point commun :

$$\underline{E}_0 = \frac{E_0}{U_n} = 1; \quad \underline{i}_{exc0} = 1.$$

Il est alors facile de comparer le degré de saturation de différentes machines.

Lors du calcul des réseaux électriques à grand nombre d'alternateurs synchrones on part de la caractéristique à vide normale

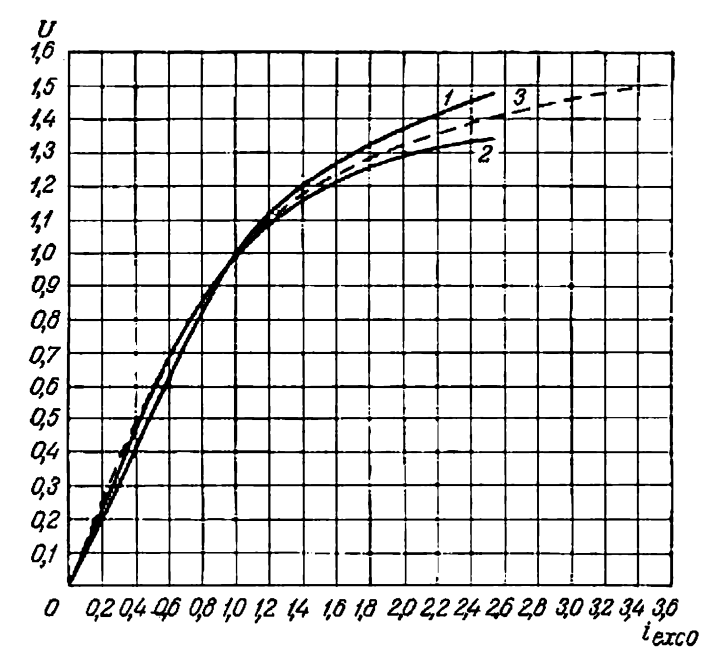


Fig. 11-2. **Caractéristiques à vide en unités relatives :**
1 — caractéristique à vide d'un turbo-alternateur de 50 000 kW, $2p = 4$; *2* — caractéristique à vide d'un alternateur hydraulique de 57 200 kW, $2p = 96$; *3* — caractéristique à vide normale.

obtenue depuis la caractéristique moyenne d'un grand nombre de machines essayées. Cette caractéristique à vide normale est donnée au tableau 11-1 et est représentée également sur la fig. 11-2 par une ligne en pointillé *3*.

Tableau 11-1

i_{exc0}	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5
$\underline{U} = \underline{E}_0$	0,58	1,0	1,21	1,33	1,40	1,46	1,51

En relevant la caractéristique à vide d'une machine synchrone déterminée on compare cette caractéristique avec la caractéristique normale. Par exemple, la fig. 11-2 donne les caractéristiques à vide d'un turbo-alternateur de 50 000 kW et d'un alternateur hydraulique de 57 200 kW comparées à la caractéristique normale.

Comme le montre la figure, les caractéristiques des alternateurs réels, comme cela arrive dans la majorité des cas pour les machines de construction normale, sont proches de la caractéristique normale.

11-3. Caractéristiques en court-circuit

La caractéristique d'un court-circuit triphasé (fig. 11-3) donne la relation suivante:

$$I_{cc3} = f(i_{exc}) \quad \text{pour} \quad f = \text{const} \quad \text{et} \quad U = 0.$$

La caractéristique en court-circuit et la caractéristique à vide permettent de déterminer le triangle de réactances (voir fig. 9-17). Vu que le flux résultant Φ_δ de la machine en court-circuit crée seulement une petite F.É.M. E_δ qui couvre les chutes de tension $r_a\dot{I} + jx_{\sigma a}\dot{I}$ (voir fig. 9-7), le circuit magnétique de la machine n'est pas saturé et pour cette raison la caractéristique en court-circuit est rectiligne; elle ne se courbe que pour des valeurs du courant qui dépassent considérablement le courant nominal I_n.

Fig. 11-3. Caractéristique en court-circuit d'un alternateur synchrone.

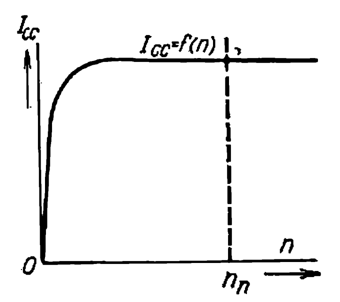


Fig. 11-4. Courbe du courant de court-circuit d'un alternateur synchrone en fonction de la vitesse de rotation.

Les relations

$$I_{cc2} = f(i_{exc}); \quad I_{cc1} = f(i_{exc})$$

qui s'obtiennent pour un court-circuit diphasé ou monophasé sont aussi rectilignes mais par suite de la diminution de la réaction

d'induit la caractéristique $I_{cc2} = f(i_{exc})$ passe au-dessus de la caractéristique $I_{cc3} = f(i_{exc})$ et la caractéristique $I_{cc1} = f(i_{exc})$ passe encore plus haut que la caractéristique $I_{cc2} = f(i_{exc})$ (fig. 11-3).

Si l'on prélève les caractéristiques en court-circuit pour une vitesse de rotation variable, le courant de court-circuit pratiquement ne dépendra pas de la vitesse de rotation car les réactances inductives et la F.É.M. induite par l'enroulement d'excitation varient proportionnellement à la fréquence donc à la vitesse de rotation et pour cette raison

$$I_{cc} = \frac{E_0}{\sqrt{r_a^2 + x_d^2}} \approx \frac{E_0}{x_d} = \text{constante.}$$

Ce n'est que pour de très faibles fréquences, lorsque l'influence de la résistance r_a sur la valeur de z_d devient notable, que la caractéristique $I_{cc} = f(n)$ donne pour $i_{exc} = \text{const}$ un coude en descendant pour $n = 0$ vers la valeur $I_{cc} = 0$ (fig. 11-4).

11-4. Rapport de court-circuit (r. c. c.)

Pour l'évaluation de propriétés d'une machine synchrone il est très important de connaître le rapport du courant d'excitation $i_{exc} = i_{exc0}$, qui correspond à la tension nominale $E_0 = U_n$ suivant la caractéristique à vide, au courant d'excitation $i_{exc\,cc}$ qui correspond au courant nominal $I_{cc3} = I_n$ suivant la caractéristique d'un court-circuit triphasé (fig. 11-3). La relation indiquée $i_{exc0}/i_{exc\,cc}$ est appelée rapport de court-circuit (r.c.c.) et caractérise surtout l'influence de la réaction d'induit sur le système d'excitation de la machine synchrone.

Désignons par E_{rec} la F.É.M. obtenue pour un courant d'excitation $i_{exc} = i_{exc0}$ suivant le prolongement de la partie rectiligne de la caractéristique à vide. On a alors (fig. 11-3):

$$\text{r.c.c.} = \frac{i_{exc0}}{i_{exc\,cc}} = \frac{E_{rec}}{E_{0cc}}.$$

Mais $E_{0cc} = I_n x_d = I_n (x_{\sigma a} + x_{ad})$. Pour cette raison

$$\frac{E_{0cc}}{U_n} = \frac{x_d I_n}{U_n} = \frac{x_d}{z_n} = \underline{x_d}.$$

D'où

$$\text{r.c.c.} = \frac{i_{exc0}}{i_{exc\,cc}} = \frac{E_{rec}}{E_{0cc}} \frac{U_n}{U_n} = \frac{E_{rec}}{U_n} \cdot \frac{1}{\underline{x_d}} = \frac{i_{exc0}}{i_{exc\,n}} \cdot \frac{1}{\underline{x_d}}. \quad (11\text{-}13)$$

Lorsque le circuit magnétique d'une machine synchrone n'est pas saturé

$$\frac{i_{exc\,n}}{i_{exc0}} = 1,$$

et dans ce cas

$$\text{r.c.c.} = \frac{1}{\underline{x}_d}.$$

Donc pour une machine non saturée le rapport de court-circuit est égal à l'inverse de la valeur relative de la résistance synchrone suivant l'axe longitudinal $\underline{x}_d$. Pour déterminer le rapport de court-circuit dans le cas d'un circuit magnétique saturé il faut multiplier cette valeur par le rapport des valeurs du courant magnétisant $i_{exc\ 0} : i_{exc\ n}$ obtenues depuis la caractéristique à vide pour la tension nominale suivant la partie saturée et la partie rectiligne de cette caractéristique.

Pour les machines synchrones à pôles lisses (turbo-alternateurs) le rapport de court-circuit est compris entre 0,4 et 0,7. Pour les machines synchrones à pôles saillants (alternateurs hydrauliques), le rapport de court-circuit est compris entre 1,0 et 1,4.

Les machines synchrones dont le rapport de court-circuit est petit connaissent de grandes variations de la tension en fonction de la charge; elles sont moins stables en parallèle et ont une valeur du courant de charge moindre lorsque l'alternateur débite sur la capacité d'une ligne de transport ouverte, mais par contre un tel alternateur est meilleur marché.

Dans une machine dont le rapport de court-circuit est petit, l'utilisation des matériaux actifs est meilleure que dans une machine à grand rapport de court-circuit. L'accroissement de l'entrefer provoque un accroissement du rapport de court-circuit et une diminution de la réactance synchrone, ce qui améliore le fonctionnement de l'alternateur en parallèle avec d'autres alternateurs (surtout dans le cas d'une longue ligne de transport) et rend le fonctionnement de l'alternateur plus stable. Cependant, l'accroissement de l'entrefer dans l'alternateur entraîne l'accroissement de son poids et la diminution de l'utilisation des matériaux. Cela s'explique par le fait que l'accroissement de l'entrefer change la réluctance de la machine, ce qui provoque une variation presque proportionnelle du courant d'excitation. Mais le courant d'excitation de la machine en court-circuit varie peu car la F.M.M. d'excitation qui surmonte la réluctance de l'entrefer représente une partie relativement petite de la F.M.M. totale de l'enroulement d'excitation en régime de court-circuit qui compense par une grande partie de sa valeur la F.M.M. de réaction d'induit.

Exemple 11-1.

Déterminer le rapport de court-circuit (r.c.c.) d'un alternateur hydraulique à pôles saillants $S = 71\ 500$ kVA dont les caractéristiques ont été indiquées dans l'exemple 9-1. La caractéristique à vide $E_0 = f\ (i_{exc})$ et la caractéristique en court-circuit permettent de trouver le rapport de court-circuit pour l'alternateur donné conformément au § 11-4.

En prolongeant la partie rectiligne de la caractéristique à vide (fig. 11-2), on trouve le courant d'excitation en unités relatives $\underline{i}_{\text{exc}0} = 0{,}83$ qui correspond à la tension nominale, la machine n'étant pas saturée. Selon la caractéristique en court-circuit, on a en unités relatives

$$\underline{i}_{\text{exc cc}} = 0{,}61.$$

Par conséquent,

$$\text{r.c.c.} = \frac{0{,}83}{0{,}61} = 1{,}36.$$

Approximativement on a

$$\text{r.c.c.} \approx \frac{1}{\underline{x}_d} = \frac{1}{0{,}695} = 1{,}44.$$

11-5. Caractéristiques en charge

Les caractéristiques en charge donnent la relation:

$U = f\ (i_{\text{exc}})$ pour $I = \text{const}$; $f = \text{const}$ et $\cos\varphi = \text{const}$.

La caractéristique en charge pour $\cos\varphi \approx 0$ et $\varphi \approx \frac{\pi}{2} > 0$ (fig. 11-5) présente le plus grand intérêt pratique car elle permet de déterminer la réactance inductive de Potier x_p pour la construction du diagramme de la force électromagnétomotrice.

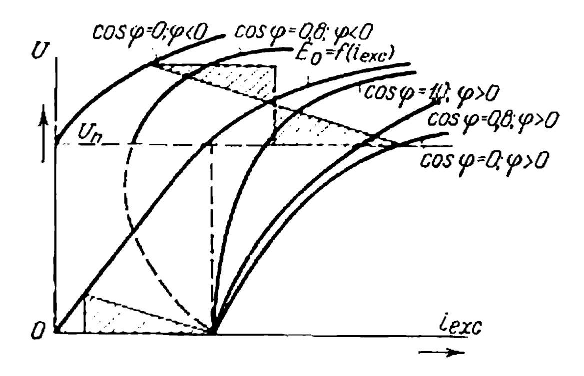


Fig. 11-5. Caractéristiques en charge d'un alternateur synchrone.

Les caractéristiques en charge pour $\cos\varphi = 0{,}8$ $(\varphi > 0)$ et $\cos\varphi = 1$ passent au-dessus de la caractéristique pour $\cos\varphi = 0$ et ne sont pas parallèles à la caractéristique à vide $E_0 = f\ (i_{\text{exc}})$. Les caractéristiques avec $\cos\varphi = 0{,}8$ et $\cos\varphi = 0$ mais pour un courant en avance $(\varphi < 0)$ passent au-dessus de la caractéristique à vide. La caractéristique pour $\cos\varphi = 0$ peut être obtenue également par déplacement du triangle de réactances suivant la caractéristique à vide mais en inversant la position du triangle, car dans

ce cas la chute de tension inductive $+j\dot{I}x_p$ provoque un accroissement de la tension et la réaction d'induit a une action magnétisante (fig. 11-5).

11-6. Caractéristiques externes

Les caractéristiques externes donnent la relation:

$$U = f(I) \text{ pour } i_{exc} = \text{const}, \ f = \text{const} \quad \text{et} \quad \cos\varphi = \text{const}.$$

Pour une charge inductive $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$ la réaction d'induit et la chute de tension $r_a\dot{I} + jx_{\sigma a}\dot{I}$ provoquent une diminution de la tension et pour cette raison la caractéristique externe est nettement tombante (fig. 11-6) et avec la diminution du cos φ la chute

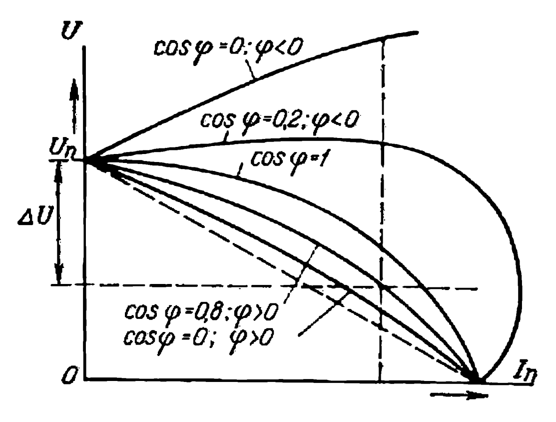


Fig. 11-6. Caractéristiques externes d'un alternateur synchrone.

de tension augmente. Avec un cos φ en avance, ce qui correspond à $0 > \varphi > \frac{\pi}{2}$, les facteurs indiqués contribuent à accroître la tension et pour cette raison avec la diminution du cos φ l'accroissement de la tension augmente. Pour $U = 0$ (court-circuit) toutes les caractéristiques se coupent en un point qui correspond à la valeur du courant d'un court-circuit triphasé.

Dans les machines synchrones à pôles lisses (turbo-alternateurs) la valeur relative de la réaction d'induit est généralement plus grande que dans les machines à pôles saillants (alternateurs hydrauliques). Pour cette raison la chute de tension relative (charge inductive) et l'accroissement de tension (charge capacitive) sont plus grands dans le premier cas.

11-7. Caractéristiques de réglage

Les caractéristiques de réglage donnent la relation:

$$i_{exc} = f(I) \quad \text{pour} \quad U = \text{const},$$
$$f = \text{const} \quad \text{et} \quad \cos\varphi = \text{const}.$$

Pour maintenir la tension U = const lors de l'accroissement de la charge inductive il faudra augmenter le courant d'excitation et dans le cas d'une charge capacitive il faudra diminuer l'excitation comme le montre l'examen des caractéristiques externes. Lors de la diminution du cos φ il faudra varier d'avantage le courant d'excitation et pour cette raison les caractéristiques de réglage pour différentes valeurs de cos φ = const se présentent comme indiqué sur la fig. 11-7.

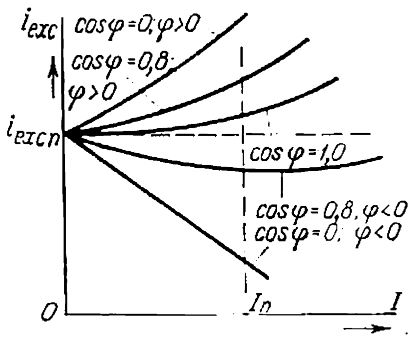


Fig. 11-7. Caractéristiques de réglage d'un alternateur synchrone.

11-8. Pertes et rendement d'un alternateur synchrone

Toutes les pertes qui se produisent dans une machine synchrone peuvent être divisées en deux groupes: 1) pertes principales et 2) pertes supplémentaires. Les pertes principales sont celles qui sont dues aux principaux phénomènes électromagnétiques et mécaniques qui se manifestent lors du fonctionnement de la machine. Ces pertes sont: les pertes principales dans le cuivre de l'enroulement statorique et dans le cuivre de l'enroulement d'excitation, les pertes dans le fer actif du stator, les pertes par frottement dans les paliers et par frottement des balais sur les bagues ainsi que les pertes par ventilation.

Les pertes supplémentaires sont celles qui sont dues aux phénomènes électromagnétiques secondaires. Certaines ont lieu à vide, d'autres prennent naissance en charge. On distingue donc: a) les pertes supplémentaires de marche à vide et b) les pertes supplémentaires de court-circuit. Les pertes supplémentaires sont dues: a) aux flux de dispersion du stator, b) aux harmoniques supérieurs des F.M.M. du stator et du rotor, c) aux dents du stator et du rotor.

Les flux de dispersion du stator sont la cause principale de la naissance des pertes supplémentaires. Ils créent des pertes supplémentaires: a) dans l'enroulement statorique qui se trouve dans les encoches et sur la partie frontale du stator, b) dans toutes les pièces métalliques où pénètre le flux de dispersion — boucliers, plaques d'appui, frettes, etc.

Les harmoniques supérieurs de la F.M.M. créent des pertes supplémentaires à la surface du stator et du rotor car ils se déplacent

à différentes vitesses par rapport à ceux-ci. Etant donné que ces pertes ne pénètrent pas profondément dans les pièces métalliques, à cause des courants de Foucault qui forment écran, on les appelle pertes superficielles.

Les harmoniques du champ magnétique dus à la denture provoquent partiellement des pertes superficielles à la surface du stator et du rotor par suite des oscillations transversales du flux et partiellement des pertes de pulsation par suite des oscillations longitudinales du flux dans la dent. Les pertes de pulsation sont généralement petites par rapport aux pertes superficielles.

Voici les moyens utilisés pour réduire les pertes supplémentaires : a) division des conducteurs de l'enroulement statorique suivant la hauteur de l'encoche en plusieurs conducteurs élémentaires et leur transposition dans la partie active de l'enroulement et parfois dans la partie frontale de celui-ci; b) exécution de l'enroulement avec raccourcissement correspondant du pas et disposition conique des parties frontales ; c) fabrication de plaques d'appui, de frettes, etc., en acier non magnétique ; d) moletage du rotor des turbo-alternateurs.

Le rendement d'un alternateur synchrone est calculé selon la formule :

$$\eta = 1 - \frac{\Sigma p}{P + \Sigma p},$$

où P est la puissance utile et Σp est la somme de toutes les pertes.

D'après les données de l'usine « Electrosila », le rendement des turbo-alternateurs de 0,5 à 3000 kW à refroidissement par l'air fonctionnant à pleine charge et à $\cos\varphi = 0{,}8$ est compris entre 92 et 95 % et celui des turbo-alternateurs de 3,5 à 300 000 kW est compris entre 95 et 98,8 %. Avec le refroidissement par hydrogène

Tableau 11-2

Pertes dans un alternateur hydraulique de 20 MVA, 187,5 tr/mn, $\cos\varphi = 0{,}8$

Pertes	Pertes, kW
Pertes mécaniques	125,7
Pertes dans le fer (pertes supplémentaires comprises)	141,2
Pertes dans le cuivre :	
a) stator	102
b) rotor	101
Pertes supplémentaires lors d'un court-circuit	58,1
Pertes totales	528,0
Rendement en % à pleine charge pour $\cos\varphi = 0{,}8$	96,8

le rendement des turbo-alternateurs augmente à pleine charge d'environ 0,8 %. Les alternateurs hydrauliques ont pratiquement le même rendement que les turbo-alternateurs.

Les tableaux 11-2 et 11-3 donnent les valeurs des différentes pertes et les valeurs du rendement pour un alternateur hydraulique de 20 MVA et un turbo-alternateur de 25 MW à charge nominale.

Tableau 11-3

Pertes dans les turbo-alternateurs de 25 MW, 3000 tr/mn

Pertes	Pertes dans les turbo-alternateurs de l'ancienne série, kW	Pertes dans les turbo-alternateurs de la nouvelle série, kW
Pertes par frottement du rotor contre l'air	150	102
Pertes par ventilation	200	100
Pertes dans les paliers	90	70
Pertes dans le fer	123	85
Pertes dans le cuivre du stator	47	60
Pertes dans le cuivre du rotor	72	90
Pertes supplémentaires lors d'un court-circuit	74	74
Pertes supplémentaires à vide	36	34
Pertes totales	792	615
Rendement en % à pleine charge	96,9	97,6

Chapitre XII

MARCHE EN PARALLÈLE DES MACHINES SYNCHRONES

12-1. Généralités

Dans les centrales modernes on installe plusieurs alternateurs couplés en parallèle. Ceci s'explique d'une part par le fait que la charge d'une centrale varie fortement au cours d'une journée de 24 heures ainsi qu'au cours de l'année. Si l'on utilisait un seul alternateur, il ne fonctionnerait pas souvent à sa pleine puissance, donc son rendement propre serait faible et il en serait de même du moteur primaire. D'autre part, les centrales modernes ont une puissance tellement grande que la réalisation d'un alternateur d'une telle puissance rendrait difficile non seulement son exploitation mais aussi sa fabrication.

Afin d'accroître la sécurité d'alimentation des grands centres industriels en énergie électrique, ces derniers sont alimentés par plusieurs centrales débitant sur un réseau commun. Cela présente plusieurs avantages: 1) la puissance des groupes de réserve installés dans les centrales pour les cas de panne ou de réparation diminue; 2) il devient possible de répartir la charge entre les centrales de façon plus rationnelle afin d'améliorer les indices économiques de tout le réseau d'interconnexion; 3) on peut assurer l'utilisation maximale de l'énergie hydraulique dans le cas de marche parallèle des centrales hydrauliques et thermiques, etc. Ainsi le nombre d'alternateurs couplés en parallèle est encore plus grand. Cependant la marche en parallèle des alternateurs exige la réalisation de plusieurs conditions.

Les alternateurs synchrones en parallèle débitant sur un réseau commun doivent tous avoir strictement la même fréquence, c'est-à-dire tourner au synchronisme. Etant donné que les moteurs mécaniques actionnant les alternateurs ne sont pas capables de maintenir exactement la même vitesse de rotation, la marche synchrone de plusieurs alternateurs serait donc impossible si elle n'était maintenue automatiquement grâce au couple synchronisant qui apparaît lors de la marche en parallèle. Lors de la marche en parallèle des alternateurs leurs oscillations de vitesse ou pompages sont possibles et ils correspondent au déplacement angulaire du rotor entre certaines limites du pas polaire. L'un des problèmes importants du

couplage en parallèle est l'opération de branchement d'un nouvel alternateur sur les barres de la centrale auxquelles sont déjà connectés les alternateurs alimentant le réseau.

12-2. Couplage en parallèle des alternateurs synchrones

Lors du couplage en parallèle d'un alternateur il faut observer les mêmes conditions que lors de la connexion à un réseau d'une nouvelle génératrice à courant continu, c.-à-d. qu'il faut qu'à l'instant de connexion:

1) *la force électromotrice de l'alternateur à connecter soit égale à la tension du réseau,*

2) *la polarité de l'alternateur à connecter corresponde à celle du réseau.*

Vu qu'en courant alternatif la polarité change avec la fréquence du réseau, il est indispensable de choisir la polarité correspondante à l'instant où l'alternateur est connecté.

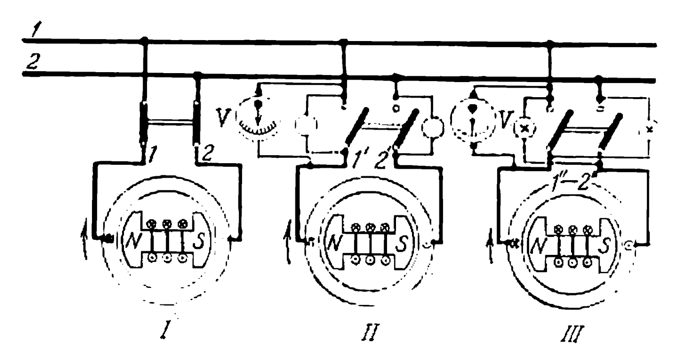


Fig. 12-1. Couplage en parallèle des alternateurs synchrones monophasés.

En courant alternatif il existe, en plus, une troisième condition, voire:

3) *les fréquences des systèmes à connecter doivent être pratiquement égales.*

Pour remplir les conditions indiquées il faut employer des dispositifs de synchronisation spéciaux dont les plus simples sont les lampes de phase. Dans le cas des alternateurs monophasés ces lampes peuvent être connectées de deux façons (fig. 12-1): pour l'extinction (alternateur *II*) et pour l'allumage (alternateur *III*). La fig. 12-1 représente l'instant où les rotors des trois alternateurs se trouvent dans des conditions identiques par rapport à l'enroulement statorique et pour cela à cet instant il est possible de connecter les deux alternateurs (*II* et *III*) aux barres du réseau auxquelles est déjà connecté l'alternateur non chargé *I* car la valeur instantanée

de la polarité des machines connectées sera la même. Pour l'alternateur *II* dans le circuit comprenant l'enroulement de l'alternateur *I*, les lampes de phase et les enroulements de l'alternateur *II* la tension de l'alternateur *I* et la F.É.M. de l'alternateur *II* sont en opposition, la tension aux bornes des lampes de phase sera nulle et pour cette raison elles seront éteintes. Par contre, sur l'alternateur *III*, par suite du croisement des lampes, ces dernières se trouveront sous une tension égale à la somme de la tension de l'alternateur *I* et de la F.É.M. de l'alternateur *III* et par conséquent leur éclat sera maximal.

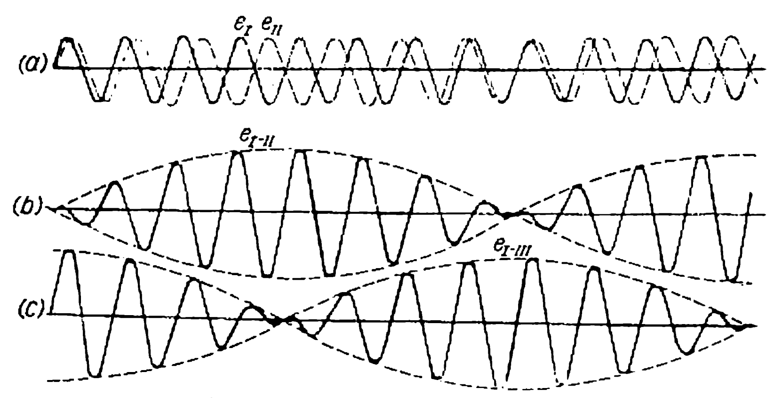


Fig. 12-2. Variation de la tension aux bornes des lampes lors de la mise au synchronisme.

L'instant qui convient pour la connexion en parallèle, représenté sur la fig. 12-1, sera choisi de la façon suivante. On obtient dans les alternateurs à connecter une fréquence $f_2 = f_1 \pm \Delta f_1$. Dans ce cas la tension du réseau sera représentée par une courbe sinusoïdale e_I de fréquence f_1, la tension de l'alternateur à connecter sera représentée par une courbe sinusoïdale e_{II} de fréquence f_2 (fig. 12-2,*a*) et la tension aux bornes des lampes de phase de l'alternateur *II* sera représentée par la courbe e_{I-II} dont la nature est celle d'une courbe de battement (fig. 12-2,*b*). A l'instant où l'éclat des lampes de l'alternateur *II* est maximal on aura le déphasage maximal des F.É.M. e_I et e_{II} et à l'instant de l'extinction des lampes on aura la concordance de phase de ces F.É.M. Lorsque les lampes sont branchées pour l'allumage (pour l'alternateur *III*), à la valeur de la tension maximale de battement e_{I-III} correspondra une concordance de phase des F.É.M. e_I et e_{III}, ce qui indiquera également l'arrivée d'un instant favorable pour la connexion de l'alternateur *III* aux barres du réseau (fig. 12-2,*c*).

Les lampes de phase ne peuvent pas indiquer de façon absolument précise l'instant requis pour réaliser la connexion car elles commencent à s'allumer seulement lorsqu'elles sont sous une tension

égale à un tiers de la tension nominale et pour cette raison lors du branchement des lampes pour l'extinction on est obligé de connecter la machine à peu près au milieu de la période d'extinction. Lorsque les lampes sont branchées pour l'allumage, la période de connexion est également déterminée de façon insuffisamment précise car dans la zone voisine à la zone favorable pour la connexion la variation de la F.É.M. de battement $e_{I\text{-}III}$ a lieu suivant une courbe à pente très douce. On obtient de meilleurs résultats en branchant

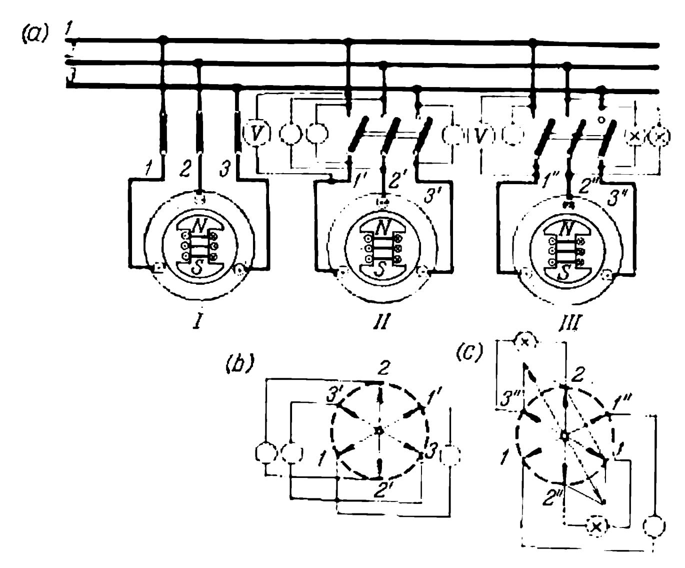


Fig. 12-3. Couplage en parallèle des alternateurs synchrones triphasés.

aux points à connecter, en plus des lampes de phase, un voltmètre dont le zéro se trouve au milieu de l'échelle (fig. 12-1) car le passage de l'aiguille par le zéro détermine d'une façon beaucoup plus précise l'instant favorable pour la connexion que les lampes de phase.

La mise au synchronisme des alternateurs triphasés se fait en principe de la même façon avec cette différence qu'on a besoin de trois lampes de phase.

Aux trois conditions mentionnées d'un couplage correct d'une machine triphasée il faut ajouter une quatrième condition selon laquelle :

4) *l'ordre de séquence des phases aux points à connecter doit être le même.*

La fig. 12-3, *a* représente l'instant favorable à la connexion des alternateurs triphasés *II* et *III* aux barres du réseau auxquelles est déjà connecté l'alternateur triphasé *I*. Les lampes de phase de l'alternateur *II* sont branchées pour l'extinction et aux points

à connecter $1—1'$ de la première phase est branché un voltmètre à déviation bilatérale. Sur la fig. 12-3, *b* sont représentés les diagrammes de tension des alternateurs *I* et *II* par rapport au circuit comprenant les enroulements de ces alternateurs et les lampes de phase. La somme des vecteurs aux extrémités desquels sont connectées conventionnellement les lampes donne la tension aux bornes de la lampe correspondante. On voit sur la fig. 12-3, *b* que la tension résultante aux bornes de chaque lampe sera nulle et pour cette raison elles s'éteindront, ce qui indique l'instant favorable pour la connexion de l'alternateur *II*.

La lampe de la première phase de l'alternateur *III* entre les points $1—1''$ est branchée pour l'extinction et les lampes de la seconde et de la troisième phase sont branchées en croix entre les points $2—3''$ et $3—2''$; pour cette raison, comme on le voit sur le diagramme de la fig. 12-3, *c*, pour l'alternateur *III* ces lampes se trouveront sous tension composée et elles brûleront avec un éclat suffisamment grand. Cette situation représente un instant favorable pour la connexion de l'alternateur *III* avec des lampes connectées pour la rotation de la lumière.

Lors du branchement des lampes pour l'extinction elles s'allumeront et s'éteindront simultanément et dans ce cas il n'y aura aucune différence de principe avec la connexion d'un alternateur monophasé *II* (fig. 12-1).

D'après le schéma de mise au synchronisme de l'alternateur *III* (fig. 12-3, *a*) une lampe est branchée sur la première phase et deux autres sont croisées. Ce branchement pour une certaine différence de fréquences, comme il résulte de la fig. 12-3, *c*, donne un allumage et une extinction alternants, ce qui donne l'impression d'un feu tournant lorsque les lampes sont disposées en rond. La fréquence de l'allumage des lampes et par conséquent la vitesse de rotation apparente de la lumière correspondront à la différence entre la fréquence du réseau et celle de l'alternateur à connecter. Au cas où l'alternateur à connecter tourne à une vitesse inférieure à celle du synchronisme, la lumière tournera dans un sens; pour une vitesse supérieure à celle du synchronisme, ce sens sera inversé. D'après le sens de rotation de la lumière circulaire on peut savoir s'il faut augmenter ou diminuer la vitesse de l'alternateur à connecter pour la rapprocher du synchronisme, ce qu'on ne peut pas obtenir lorsque les lampes sont branchées pour l'extinction.

L'instant de connexion est déterminé de façon plus précise par la lampe de la première phase branchée pour l'extinction et par le voltmètre à déviation bilatérale branché en parallèle avec cette lampe.

Si avec le schéma pour l'extinction (fig. 12-3, *a*, *II*) on a la rotation de la lumière, il est évident qu'en réalité on a obtenu le schéma de la fig. 12-3, *a*, *III* grâce à la connexion au même interrupteur des phases du réseau et de la machine qui ne correspondaient pas.

Dans ce cas il faut intervertir deux conducteurs quelconques venant du réseau ou de l'alternateur à l'interrupteur ou changer le sens de rotation de la machine. On peut commencer la mise au synchronisme lorsqu'on est sûr que l'ordre de séquence des phases du réseau et de la machine est le même.

Les lampes de synchronisation des alternateurs dont la tension est plus élevée que celle que les lampes peuvent supporter seront branchées par l'intermédiaire de transformateurs de tension. Lorsqu'il s'agit d'alternateurs triphasés il faut être sûr que les transformateurs appartiennent au même groupe car si par hasard le transformateur d'un alternateur correspond au groupe $\frac{Y}{Y} - 12$ et le transformateur d'un autre alternateur correspond au groupe $\frac{Y}{Y} - 6$, l'extinction des lampes branchées aux points à connecter correspondra non pas à des tensions en phase mais à des tensions déphasées de 180°. En connectant ainsi l'alternateur à l'instant de l'extinction des lampes un appel de courant se produira correspondant à un court-circuit brusque. Si on connecte ainsi un alternateur aux barres auxquelles sont déjà connectés plusieurs autres alternateurs, une sérieuse avarie peut se produire dont voici les raisons.

Supposons que quatre alternateurs identiques soient couplés sur les barres et qu'on vienne à en connecter brusquement un cinquième, identique mais avec des lampes branchées de façon incorrecte. Dans ce cas la réactance inductive équivalente des quatre alternateurs couplés en parallèle sera égale à $0{,}25x$ et celle de l'alternateur à connecter sera égale à x (x est la réactance inductive de l'alternateur[1]). Le courant dans un alternateur en court-circuit brusque est:

$$I_{cc} = \frac{E_0}{x}$$

et lors de la connexion incorrecte indiquée

$$I'_{cc} = \frac{E_0 + E_0}{x + 0{,}25x} = 1{,}6\,\frac{E_0}{x} = 1{,}6 I_{cc}.$$

Les efforts dans les parties frontales prévus pour un courant I_{cc} augmenteront donc de $1{,}6^2 \approx 2{,}5$ fois, ce qui peut provoquer l'endommagement de la machine. Par contre, si un seul alternateur est couplé aux barres

$$I''_{cc} = \frac{2E_0}{2x} = \frac{E_0}{x} = I_{cc},$$

c'est-à-dire que dans ce cas on aura un appel de courant égal à celui d'un court-circuit brusque de l'alternateur même et puisque les

[1] En absence d'un enroulement amortisseur sur le rotor la réactance inductive x sera représentée par la réactance transitoire x'_d et avec un enroulement amortisseur la réactance inductive sera représentée par la réactance subtransitoire x''_d.

efforts dans les parties frontales de l'enroulement doivent être prévus pour ces conditions, les enroulements ne seront pas endommagés.

Dans les centrales électriques modernes on utilise des appareils de synchronisation plus perfectionnés. Lorsque la synchronisation n est pas automatique, la rotation de la lumière des lampes est remplacée par la rotation de l'aiguille d'un synchronoscope spécial qui fonctionne grâce à la différence de fréquences du réseau et de l'alternateur à connecter. L'aiguille tournante permet d'établir de façon plus précise l'instant du synchronisme. Utilisé avec un voltmètre à déviation bilatérale et avec un double fréquencemètre indiquant sur deux échelles parallèles la fréquence du réseau et celle de l'alternateur à connecter, l'appareil permet de réaliser la synchronisation de façon très sûre.

Il existe également des appareils de synchronisation automatiques qui réalisent la mise au synchronisme et la connexion de l'alternateur automatiquement.

Les appareils de synchronisation automatiques qui réalisent la connexion de l'alternateur pour une concordance très précise de phases des tensions du réseau et de l'alternateur à coupler retardent fortement la synchronisation, car le régime du réseau change, surtout en cas d'avarie lorsqu'il est très important de connecter rapidement au réseau les alternateurs de réserve.

Ces derniers temps on utilise en U.R.S.S., afin d'éviter l'emploi de systèmes complexes de synchronisation automatique et d'augmenter la vitesse et la sûreté de la mise au synchronisme, l'autosynchronisation des alternateurs. Par cette méthode l'alternateur non excité est mis en rotation à une vitesse égale environ à celle du synchronisme. Il est connecté au réseau par l'intermédiaire d'une résistance additionnelle insérée dans le circuit de l'enroulement d'excitation et ensuite il est excité. L'alternateur excité s'accroche alors comme le fait un moteur synchrone démarrant en asynchrone. L'enroulement d'excitation est préalablement fermé par l'intermédiaire d'une résistance additionnelle afin de réduire l'appel de courant statorique car le flux de réaction d'induit, qui augmente lors du branchement sur le réseau depuis zéro jusqu'à une certaine valeur, induit un courant dans le circuit d'excitation fermé rendant ce phénomène analogue à la connexion au réseau d'un transformateur à circuit secondaire fermé. On utilise comme résistance additionnelle dans le circuit d'excitation la résistance d'extinction du champ dont la destination est la suivante.

Lors des courts-circuits entre spires ou entre phases l'alternateur est débranché du réseau et simultanément il faut faire disparaître rapidement le champ magnétique d'excitation pour limiter la durée de l'action destructrice du courant de court-circuit dans l'enroulement statorique. Mais la coupure du courant d'excitation par un appareil à coupure rapide est inadmissible car, en faisant disparaître

rapidement le flux d'excitation, des forces électromotrices importantes pouvant endommager l'isolation seront induites dans l'enroulement d'excitation de l'alternateur. Pour cette raison on shunte l'enroulement d'excitation par une résistance de 5 à 10 fois supérieure à la résistance de l'enroulement d'excitation et ensuite on débranche l'excitatrice. Le courant dans l'enroulement diminuera jusqu'à zéro avec une certaine constante de temps et le champ d'excitation « s'éteint ».

Le branchement du stator d'un alternateur au réseau à l'autosynchronisation, le circuit d'excitation étant ouvert, est inadmissible, car une F.É.M. élevée susceptible d'endommager l'isolation est induite dans l'enroulement d'excitation.

12-3. Caractéristiques angulaires d'une machine synchrone

La puissance d'une machine synchrone est exprimée par des grandeurs électriques mesurées aux bornes du stator en utilisant la relation bien connue:

$$P = mUI \cos \varphi.$$

En étudiant les questions se rapportant à la marche en parallèle avec le réseau, c'est-à-dire avec d'autres machines synchrones, il est commode d'exprimer la puissance par des grandeurs qui caractérisent l'action des causes extérieures sur le régime de fonctionnement de l'enroulement statorique. Ces grandeurs sont: 1) la tension du réseau U; 2) la F.É.M. E_0 induite par le courant d'excitation dans l'enroulement statorique; 3) l'angle θ entre les vecteurs U et E_0 déterminé par la position angulaire du rotor par rapport au flux tournant du stator. Les causes énumérées déterminent entièrement le régime de fonctionnement de l'enroulement statorique, donc la puissance P doit aussi être déterminée de façon univoque par les paramètres de la machine et E_0, U et θ:

$$P = f(E_0, U, \theta). \qquad (12\text{-}1)$$

Pour U = const, f = const (réseau de puissance infinie) et E_0 = const (excitation constante), la puissance P de la machine ne dépend que de l'angle θ, et la relation $P = f(\theta)$ est alors appelée caractéristique angulaire d'une machine synchrone.

Dans les réseaux d'interconnexion modernes la résistance des enroulements statoriques des machines synchrones et des lignes est généralement de beaucoup inférieure à leurs réactances inductives et l'influence de ces résistances sur le régime de fonctionnement des alternateurs et du réseau est faible. Pour cette raison cherchons d'abord la relation (12-1) en négligeant les résistances.

Le diagramme vectoriel de tensions d'un alternateur à pôles saillants et à résistance statorique $r_a = 0$ est représenté sur la

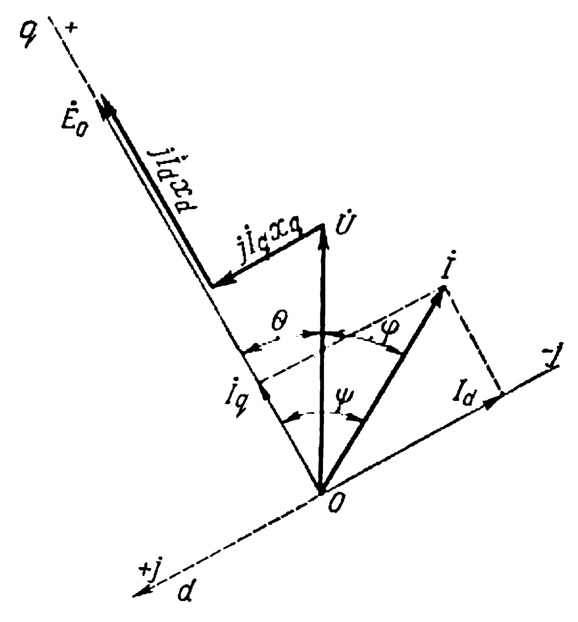


Fig. 12-4. Diagramme de tensions d'un alternateur synchrone à pôles saillants.

fig. 12-4. En projetant les tensions et les F.É.M. sur les directions des axes q et d on trouve:

$$E_0 = U \cos\theta + I_d x_d; \tag{12-2}$$

$$0 = U \sin\theta - I_q x_q, \tag{12-3}$$

d'où

$$I_d = \frac{E_0 - U\cos\theta}{x_d}; \tag{12-4}$$

$$I_q = \frac{U \sin\theta}{x_q}. \tag{12-5}$$

En admettant que le plan du diagramme de la fig. 12-4 soit un plan complexe, on peut écrire:

$$\dot{U} = U\cos\theta - jU\sin\theta; \tag{12-6}$$

$$\dot{I} = I_q - jI_d. \tag{12-7}$$

L'expression complexe de la puissance de l'alternateur est:

$$\dot{P}_\varphi = m\overset{*}{U}\dot{I}, \tag{12-8}$$

où $\overset{*}{U}$ est l'expression complexe conjuguée de $\dot{U}$.

En introduisant dans l'égalité (12-8) les valeurs de $\dot{U}$ et $\dot{I}$ tirées des égalités (12-6) et (12-7), on obtient :

$$\dot{P}_\varphi = m(U\cos\theta + jU\sin\theta)(I_q - jI_d) =$$
$$= m(UI_q\cos\theta + UI_d\sin\theta) - jm(UI_d\cos\theta - UI_q\sin\theta). \quad (12\text{-}9)$$

La partie réelle $\dot{P}_\varphi$ détermine la puissance active de la machine :

$$P = m(UI_q\cos\theta + UI_d\sin\theta). \quad (12\text{-}10)$$

En introduisant dans l'égalité (12-10) les valeurs de I_d et I_q on obtient la relation cherchée :

$$P = \frac{mE_0U}{x_d}\sin\theta + \frac{mU^2}{x_q}\sin\theta\cdot\cos\theta - \frac{mU^2}{x_d}\sin\theta\cdot\cos\theta$$

ou finalement :

$$P = \frac{mE_0U}{x_d}\sin\theta + \frac{mU^2}{2}\left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d}\right)\sin 2\theta. \quad (12\text{-}11)$$

Le premier terme de l'expression (12-11)

$$P_e = \frac{mE_0U}{x_d}\sin\theta \quad (12\text{-}12)$$

détermine la composante fondamentale de la puissance de l'alternateur qui dépend de la tension du réseau U et de l'excitation ou de la F.É.M. E_0 et le second terme

$$P_u = \frac{mU^2}{2}\left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d}\right)\sin 2\theta \quad (12\text{-}13)$$

détermine la composante supplémentaire de la puissance réactive qui ne dépend pas de l'excitation de la machine.

En l'absence d'excitation ($E_0 = 0$) un alternateur à pôles saillants ($x_d \neq x_q$) peut développer une puissance P_u car il est capable dans ces conditions de tourner au synchronisme et de développer un couple moteur parce que le flux de réaction d'induit tend à passer par le rotor par une voie à réluctance minimale, c'est-à-dire suivant l'axe longitudinal. Voir l'examen plus détaillé de ce régime de fonctionnement au § 12-6. Dans une machine à pôles lisses $x_d = x_q$, et pour cette raison $P_u = 0$ et

$$P = \frac{mE_0U}{x_d}\sin\theta. \quad (12\text{-}14)$$

La fig. 12-5 représente les relations qui lient les deux composantes (P_e, P_u) et la puissance résultante (P) d'un alternateur à pôles saillants avec l'angle θ pour $E_0 = \text{const}$ et $U = \text{const}$. On admet alors que les paramètres x_d et x_q sont constants. En ce qui concerne x_d cela n'est pas tout à fait exact car la saturation du circuit magnétique changera avec la variation du régime de fonctionnement de la machine, mais nous n'en tiendrons pas compte.

La puissance maximale d'un alternateur à pôles lisses est atteinte pour un angle $\theta = \frac{\pi}{2}$. Sous l'influence du terme P_u le maximum de la puissance d'un alternateur à pôles saillants est un peu déplacé du côté des angles $\theta < \frac{\pi}{2}$ et la valeur de la puissance maximale change aussi un peu.

Pour les valeurs négatives de l'angle θ et les valeurs de $\theta > \pi$ la courbe de la puissance P est une courbe périodique à portions positives et négatives. Les portions avec P positives ($0 < \theta < \pi$, $2\pi < \theta < 3\pi$, etc.) correspondent aux régimes de

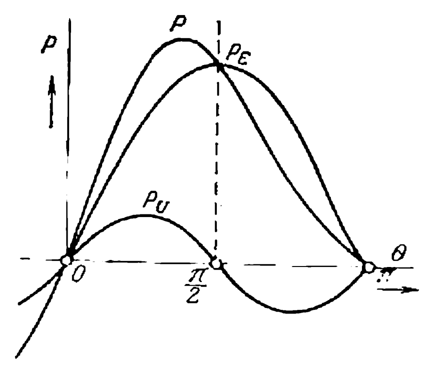


Fig. 12-5. Caractéristique angulaire de la puissance d'un alternateur synchrone à pôles saillants pour $r_a = 0$.

fonctionnement en générateur et les portions avec P négatives ($-\pi < \theta < 0$, $\pi < \theta < 2\pi$, etc.) correspondent aux régimes de fonctionnement en moteur. Les régimes à angles θ qui diffèrent d'un angle 2π et sont des multiples de 2π ont la même valeur. Lorsque le rotor tourne à une vitesse qui diffère de celle du synchronisme, l'angle θ varie de façon continue (par exemple, lorsque la vitesse du rotor est supérieure à celle du synchronisme l'angle θ croît de façon continue) et la machine passe tour à tour d'un régime de fonctionnement en générateur à un régime de fonctionnement en moteur et inversement.

La puissance transmise depuis le rotor d'un alternateur synchrone au stator électromagnétiquement par l'intermédiaire du champ magnétique de l'entrefer est appelée puissance électromagnétique. Une partie, généralement petite, de cette puissance est dépensée pour les pertes dans le fer de l'alternateur et l'autre partie est transformée en puissance électrique de l'enroulement statorique. Par la suite nous entendrons par puissance électromagnétique seulement la partie de celle-ci qui est transformée en puissance électrique de l'enroulement statorique et nous la désignerons par $P_{\text{ém}}$. Si l'on admet, comme nous l'avons fait pour la démonstration de la for-

mule (12-11), que la résistance ohmique de l'enroulement statorique est nulle et que les pertes y sont absentes, la puissance électromagnétique $P_{ém}$ est égale à la puissance P fournie par l'alternateur au réseau :

$$P_{ém}=\frac{mE_0U}{x_d}\sin\theta+\frac{mU^2}{2}\left(\frac{1}{x_q}-\frac{1}{x_d}\right)\sin 2\theta. \qquad (12\text{-}15)$$

Lorsque l'alternateur est chargé, son rotor est soumis à un couple résistant électromagnétique $C_{ém}$ dont la valeur est déterminée par la puissance électromagnétique $P_{ém}$ et la vitesse angulaire du rotor Ω :

$$C_{ém}=\frac{P_{ém}}{\Omega}=\frac{mE_0U}{\Omega x_d}\sin\theta+\frac{mU^2}{2\Omega}\left(\frac{1}{x_q}-\frac{1}{x_d}\right)\sin 2\theta. \qquad (12\text{-}16)$$

En régime moteur le couple $C_{ém}$ change de signe et agit sur le rotor dans le sens de sa rotation. C'est un couple moteur.

Dans une machine synchrone à pôles saillants le couple $C_{ém}$ a également deux composantes:

$$C_{ém}=C_{éme}+C_{ému}, \qquad (12\text{-}17)$$

où le couple principal

$$C_{éme}=\frac{mE_0U}{\Omega x_d}\sin\theta \qquad (12\text{-}18)$$

est déterminé par la valeur de la F.É.M. d'excitation E_0 et par la valeur de la tension U, et le couple supplémentaire paramétrique

$$C_{ému}=\frac{mU^2}{2\Omega}\left(\frac{1}{x_q}-\frac{1}{x_d}\right)\sin 2\theta \qquad (12\text{-}19)$$

ne dépend que de la tension et existe également dans une machine non excitée ($E_0 = 0$).

Notons enfin que dans les formules indiquées on peut sous-entendre par U non seulement la tension aux bornes de la machine mais aussi la tension en un point quelconque de la ligne par laquelle la machine est liée au réseau. Mais dans ce cas au lieu de x_d et x_q il faut introduire $x_d + x_l$ et $x_q + x_l$ où x_l est la réactance inductive de la ligne jusqu'au point considéré à tension U.

Lors des calculs pratiques il est commode de choisir ce point de la ligne ou du réseau de façon telle que la tension U puisse être considérée comme constante (U = const), ce qui est toujours possible si la puissance de l'alternateur considéré est petite par rapport à la puissance de tous les alternateurs alimentant le réseau donné.

Dans certains cas (par exemple, réseaux de faible puissance, étude des couples amortisseurs des machines synchrones lors des pompages, etc.) il est intéressant également de déterminer l'influence des résistances des circuits statoriques sur les caractéristiques angulaires de la puissance. Examinons cette question dans le cas d'une machine à pôles lisses ($x_d = x_q$).

La fig. 12-6 représente le diagramme de tensions d'un alternateur à pôles lisses. En projetant les F.É.M. et les tensions sur les

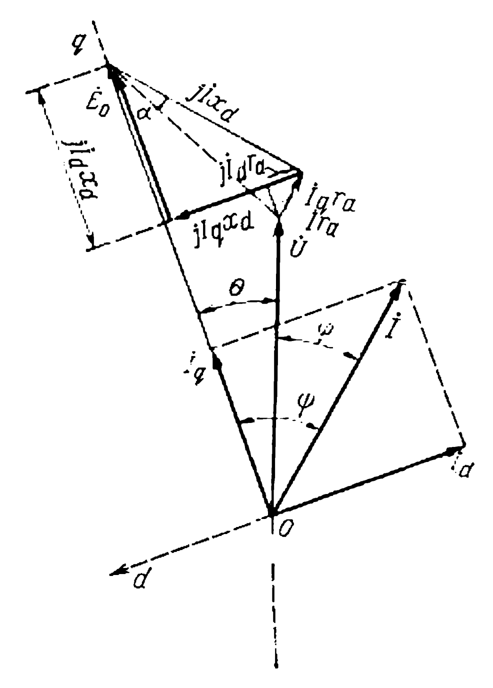


Fig. 12-6. Diagramme de tensions d'un alternateur synchrone à pôles lisses.

axes q et d on obtient:

$$E_0 = U\cos\theta + I_q r_a + I_d x_d;$$
$$0 = U\sin\theta + I_d r_a - I_q x_q,$$

d'où on trouve:

$$I_d = \frac{(E_0 - U\cos\theta)\,x_d - U r_a \sin\theta}{z_d^2}; \qquad (12\text{-}20)$$

$$I_q = \frac{(E_0 - U\cos\theta)\,r_a + U x_d \sin\theta}{z_d^2}, \qquad (12\text{-}21)$$

où

$$z_d^2 = r_a^2 + x_d^2. \qquad (12\text{-}22)$$

En introduisant dans l'expression (12-10) I_d et I_q tirés des égalités (12-20) et (12-21) on obtient:

$$P = \frac{mU}{z_d}\,\frac{E_0(r_a\cos\theta + x_d\sin\theta) - U r_a}{z_d}.$$

En désignant

$$\frac{r_a}{z_d} = \sin\alpha; \quad \frac{x_d}{z_d} = \cos\alpha, \qquad (12\text{-}23)$$

on obtient finalement pour la puissance utile livrée au réseau :

$$P = \frac{mU}{z_d} [E_0 \sin(\theta + \alpha) - U \sin \alpha]. \qquad (12\text{-}24)$$

On obtient la valeur de la puissance électromagnétique d'après la fig. 12-6 par la F.É.M. E_0 et le courant I_q:

$$P_{\text{ém}} = mE_0 I_q$$

ou en introduisant la valeur de I_q tirée de l'égalité (12-21) et

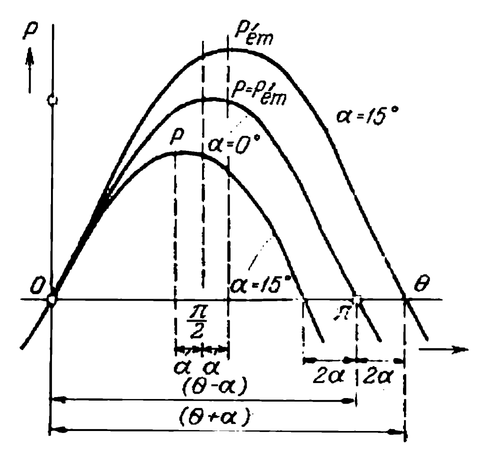


Fig. 12-7. Caractéristiques angulaires de la puissance d'un alternateur synchrone à pôles lisses pour $r_a \neq 0$.

en tenant compte des relations (12-23)

$$P_{\text{ém}} = \frac{mE_0}{z_d} [E_0 \sin \alpha + U \sin(\theta - \alpha)]. \qquad (12\text{-}25)$$

La fig. 12-7 représente les caractéristiques angulaires d'un alternateur à pôles lisses avec $E_0 = U = \text{const}$ pour $\alpha = 15°$ et $\alpha = 0$.

12-4. Capacité de surcharge statique d'une machine synchrone fonctionnant en parallèle dans un réseau

a) Capacité de surcharge statique. Dans les conditions réelles de fonctionnement d'un alternateur synchrone débitant sur un réseau sa charge ne reste jamais rigoureusement constante mais varie constamment par suite des branchements et des débranchements de différents récepteurs, de la variation de leur charge et pour d'autres raisons. Lors des variations du régime de travail d'une machine synchrone, des différents phénomènes transitoires s'y produisent. Par exemple, lors de la variation de la composante longitudinale du

courant statorique le flux de réaction d'induit longitudinal change par suite de quoi un courant complémentaire est induit dans l'enroulement d'excitation ainsi que dans l'enroulement amortisseur, si ce dernier est prévu dans la machine. Ces courants complémentaires provoquent la variation des flux magnétiques, des couples électromagnétiques et de la puissance électrique de la machine par rapport à leurs valeurs en régime permanent pour les mêmes valeurs de la tension U, de l'angle θ et de la tension d'excitation.

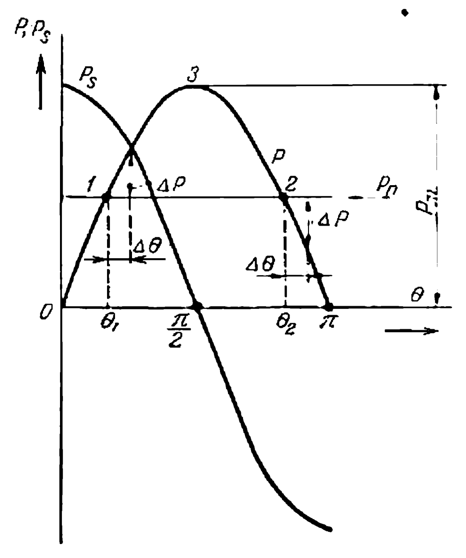


Fig. 12-8. Détermination de la capacité de surcharge statique d'un alternateur synchrone.

Nous envisagerons seulement les variations lentes du régime, de sorte qu'on peut négliger les phénomènes transitoires indiqués. On peut alors admettre que la variation de la puissance de l'alternateur a lieu selon les relations obtenues au paragraphe précédent. De tels régimes sont statiques et les caractéristiques angulaires qui leur correspondent sont appelées caractéristiques statiques.

Examinons les conditions de marche en parallèle d'un alternateur à excitation constante (E_0 = const) avec un circuit de puissance infinie (U = const, f = const). Pour simplifier les choses nous envisagerons une machine à pôles lisses ($x_q = x_d$) et les particularités propres aux machines à pôles saillants seront indiquées séparément.

La fig. 12-8 représente la caractéristique angulaire d'un alternateur à pôles lisses pour E_0 = const, U = const et f = const.

Désignons par P_p la puissance développée par le moteur primaire (turbine à vapeur ou hydraulique) sur son arbre moins les pertes mécaniques et les pertes dans le fer. Vu que nous négligeons les pertes dans le circuit statorique, en régime permanent la puissance électrique de l'alternateur P livrée au réseau sera aussi égale à P_p. La puissance du moteur primaire P_p ne dépend pas de l'angle θ et est représentée sur la fig. 12-8 par une droite horizontale. Les deux points d'intersection (*1* et *2*) de la droite P_p avec la courbe P (fig. 12-8) déterminent deux régimes permanents possibles mais seul le régime au point *1* est stable.

En effet, si par suite des oscillations du régime de travail le rotor de l'alternateur reçoit une certaine accélération et l'angle θ augmente

d'une petite valeur $\Delta\theta$, au point *1* à cette variation de l'angle correspond un accroissement positif de la puissance de l'alternateur ΔP et la turbine gardera sa puissance. L'alternateur livrera au réseau une puissance supérieure à celle qu'il reçoit de la turbine et pour cette raison le rotor sera freiné, l'angle θ diminuera et l'alternateur reviendra au régime de travail correspondant au point *1*. Inversement, au point *2*, à l'accroissement positif de l'angle θ correspond un accroissement négatif de la puissance $-\Delta P$, l'angle θ augmentera davantage et l'alternateur décrochera.

Ainsi le critère du fonctionnement stable dans les conditions indiquées sera l'observation de la condition

$$\frac{\Delta P}{\Delta\theta} > 0$$

ou, en passant à la limite,

$$\frac{dP}{d\theta} > 0. \tag{12-26}$$

Si l'on examine les accroissements négatifs de l'angle θ on voit facilement qu'on arrive aux mêmes résultats.

La branche ascendante de la courbe de la fig. 12-8 $\left(0 < \theta < \frac{\pi}{2}\right)$ correspond aux régimes stables de travail tandis que la branche descendante $\left(\frac{\pi}{2} < \theta < \pi\right)$ correspond aux régimes instables d'un alternateur à pôles lisses pour U = const et E_0 = const. L'angle $\theta = \frac{\pi}{2}$ et la puissance

$$P_{\text{max}} = \frac{mE_0U}{x_d} \tag{12-27}$$

correspondent à la limite de la capacité de surcharge statique d'un alternateur à pôles lisses.

Pour une machine à pôles saillants la puissance maximale P_{max} et la limite de la stabilité statique sont obtenues pour un angle $\theta < \frac{\pi}{2}$ (voir fig. 12-5).

La relation

$$k_s = \frac{P_{\text{max}}}{P_n} \tag{12-28}$$

est appelée capacité de surcharge d'une machine synchrone ou coefficient de surcharge statique.

Pour les machines à pôles lisses

$$k_s \approx \frac{1}{\sin\theta_n} \tag{12-29}$$

où θ_n est la valeur de l'angle θ en régime nominal, qui est généralement de 25 à 30° pour les turbo-alternateurs, k_s étant alors égal à 2,0 environ.

D'après l'égalité (12-27) la puissance maximale d'un alternateur dépend de E_0, U et x_d. La tension U est déterminée par le régime de travail du réseau et doit autant que possible rester constante. La F.É.M. (voir fig. 12-4, 12-6) est déterminée pour le régime donné du travail par la tension U et les paramètres de la machine. Cependant, pour une variation relativement grande des paramètres, E_0 ne varie pas très fortement. Pour cette raison la puissance maximale ou la capacité de surcharge d'une machine donnée est d'autant plus grande que sa réactance suivant l'axe longitudinal x_d est plus petite ou son rapport de court-circuit est plus grand. Par rapport à l'égalité (12-29) cela découle du fait qu'avec la diminution de x_d l'angle θ_n correspondant au régime nominal diminue. Mais la diminution de x_d et l'accroissement de la capacité de surcharge sont liés à l'accroissement des dimensions de la machine (voir § 11-4) et de son prix.

b) Puissance synchronisante et couple synchronisant. Pour un petit écart $\Delta\theta$ du régime permanent le déséquilibre de puissance ΔP qui détermine le retour de la machine au régime initial sera d'autant plus grand que la pente ascendante de la courbe P sera plus raide lors de la variation de l'angle θ, c'est-à-dire plus la dérivée

$$P_s = \frac{dP}{d\theta} \tag{12-30}$$

sera grande.

Nous appellerons la grandeur P_s coefficient de puissance synchronisante et la grandeur

$$\Delta P = \frac{dP}{d\theta}\Delta\theta = P_s\Delta\theta, \tag{12-31}$$

puissance synchronisante.

Pour une machine à pôles lisses, selon l'égalité (12-14), le coefficient de puissance synchronisante est

$$P_s = \frac{mE_0U}{x_d}\cos\theta \tag{12-32}$$

et pour une machine à poles saillants, selon la relation (12-11),

$$P_s = \frac{mE_0U}{x_d}\cos\theta + mU^2\left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d}\right)\cos 2\theta. \tag{12-33}$$

La courbe du coefficient de puissance synchronisante $P_s = f(\theta)$ pour un alternateur à pôles lisses est représentée sur la fig. 12-8.

A la puissance synchronisante ΔP, égale au déséquilibre des puissances de l'alternateur et de la turbine, correspond un couple synchronisant agissant sur le rotor de l'alternateur

$$\Delta C = \frac{\Delta P}{\Omega} = \frac{P_s}{\Omega}\Delta\theta, \tag{12-34}$$

déterminé par la différence entre le couple électromagnétique de l'alternateur et le couple moteur de la turbine.

Nous appellerons la grandeur

$$C_s = \frac{P_s}{\Omega} \tag{12-35}$$

coefficient de couple synchronisant.

Pour une machine à pôles lisses

$$C_s = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \cos\theta, \tag{12-36}$$

pour une machine à pôles saillants

$$C_s = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \cos\theta + \frac{mU^2}{\Omega} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d}\right) \cos 2\theta. \tag{12-37}$$

Le coefficient de puissance synchronisante P_s et le coefficient de couple synchronisant C_s sont positifs pour les zones de fonctionnement stables et négatifs pour les zones de fonctionnement instables. Pour cette raison pour le critère de stabilité statique on peut écrire au lieu de l'inégalité (12-26) l'expression

$$P_s > 0 \text{ ou } C_s > 0.$$

Les coefficients P_s et C_s peuvent être considérés aussi comme des grandeurs qui caractérisent le degré de stabilité statique de la machine: plus P_s et C_s sont grands plus grandes seront les forces qui tendent à faire revenir le rotor de l'alternateur au régime permanent initial. A la limite de la stabilité statique $P_s = C_s = 0$.

Exemple 12-1.

Dans l'alternateur hydraulique examiné plus haut (voir exemples 8-1 et 9-1) $P_n = 57\ 200$ kW, $\underline{x}_d = 0{,}695$ et $\underline{x}_q = 0{,}507$. La F.É.M. en unités relatives à charge nominale selon le diagramme de Potier à $\cos\varphi = 0{,}8$ est $\underline{E}_0 = \underline{i}_{\text{exc n}} = 1{,}58$ (régime non saturé) et $\theta = 16°40'$. Pour ces données et la tension nominale aux bornes $\underline{U}_n = 1{,}0$ la puissance électromagnétique en unités relatives selon la formule (12-15) est:

$$\underline{P}_{\text{ém}} = \frac{3\cdot 1{,}58\cdot 1{,}0}{0{,}695} \sin 16°40' + \frac{3\cdot 1{,}0^2}{2} \left(\frac{1}{0{,}507} - \frac{1}{0{,}695}\right) \times$$
$$\times \sin 2\cdot 16°40' = 6{,}82\cdot 0{,}287 + 0{,}795\cdot 0{,}55 = 1{,}96 + 0{,}44 = 2{,}4.$$

La puissance nominale de l'alternateur en unités relatives est

$$\underline{P}_n = 3\cdot 1{,}0\cdot 1{,}0\cdot 0{,}8 = 2{,}4.$$

Le coefficient de puissance synchronisante pour $\theta = 16°40'$ est d'après la formule (12-33):

$$\underline{P}_s = \frac{3\cdot 1{,}58\cdot 1{,}0}{0{,}695} \cos 16°40' + 3\cdot 1{,}0^2 \left(\frac{1}{0{,}507} - \frac{1}{0{,}695}\right) \times$$
$$\times \cos 2\cdot 16°40' = 6{,}82\cdot 0{,}96 + 1{,}59\cdot 0{,}835 = 6{,}53 + 1{,}33 = 7{,}86,$$

d'où

$$\frac{P_s}{P_n} = \frac{7{,}86}{2{,}4} = 3{,}28.$$

12-5. Régime de marche en générateur et en moteur. Surexcitation et sous-excitation d'une machine synchrone

Comme toutes les machines électriques tournantes, une machine synchrone est réversible et permet lors de la marche en parallèle de passer du régime générateur en régime moteur et inversement. Le passage du régime générateur au régime moteur et inversement est lié à la variation de l'angle θ et par conséquent de l'angle ψ.

Les fig. 12-9, 12-10 et 12-11 représentent les diagrammes simplifiés des tensions pour une machine à pôles lisses sans pertes dans l'enroulement statorique.

Lorsque l'angle ψ varie dans les limites $-\frac{\pi}{2} < \psi < \frac{\pi}{2}$ (fig. 12-9, *a* et *b*), la machine synchrone fonctionne en régime générateur. Lorsque l'angle ψ varie entre les limites $\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$ et $-\frac{\pi}{2} > \psi > -\pi$ (fig. 12-10, *a* et *b*), la puissance électromagnétique $P_{ém}$ change de signe et la machine fonctionne en moteur. Enfin, pour $\psi = \frac{\pi}{2}$ et $\psi = -\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire pour des valeurs limites de l'angle ψ et pour $\cos\varphi = 0$, la puissance $P_{ém} = 0$ et la machine fonctionne par rapport au réseau comme une certaine inductance ou capacité équivalente, ce qui correspond au régime de fonctionnement d'un compensateur synchrone (fig. 12-11, *a* et *b*).

Lors de l'étude du régime de fonctionnement d'une machine électrique à courant continu ou à courant alternatif comme générateur, il est rationnel de partir de sa F.É.M. E_0, en décomposant cette dernière en composantes qui équilibrent d'une part les chutes de tension et d'autre part, la tension du réseau U_r. Lors de l'analyse du régime moteur il est rationnel de partir de la tension du réseau U_r, alimentant le moteur, en la décomposant en composantes qui équilibrent les chutes de tension et la F.É.M. inverse E_0.

Pour une machine à courant continu à excitation en dérivation couplée en parallèle avec le réseau on peut donc écrire pour le régime générateur les équations suivantes:

$$E_0 = U_r + r_a I_a \text{ et } I_a = \frac{E_0 - U_r}{r_a}.$$

Le régime de fonctionnement en générateur d'une machine à courant continu est obtenu pour $E_0 > U_r$. Pour $E_0 < U_r$ la machine passe au régime moteur pour lequel

$$-U_r = -E_0 + r_a I_a \text{ et } I_a = \frac{-U_r - (-E_0)}{r_a} = \frac{-U_r + E_0}{r_a}.$$

De façon analogue, lors de l'analyse d'une machine synchrone à pôles lisses couplée en parallèle avec le réseau, en négligeant la chute active de la tension, nous partons, pour un régime de fonction-

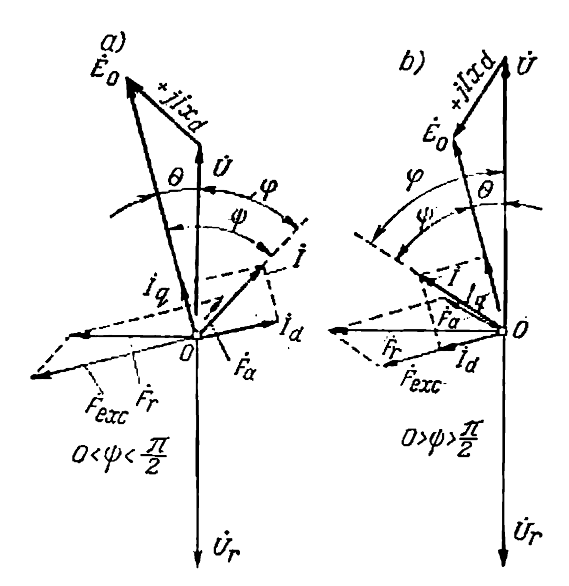


Fig. 12-9. Diagrammes simplifiés de tensions d'un alternateur synchrone surexcité (*a*) et sous-excité (*b*).

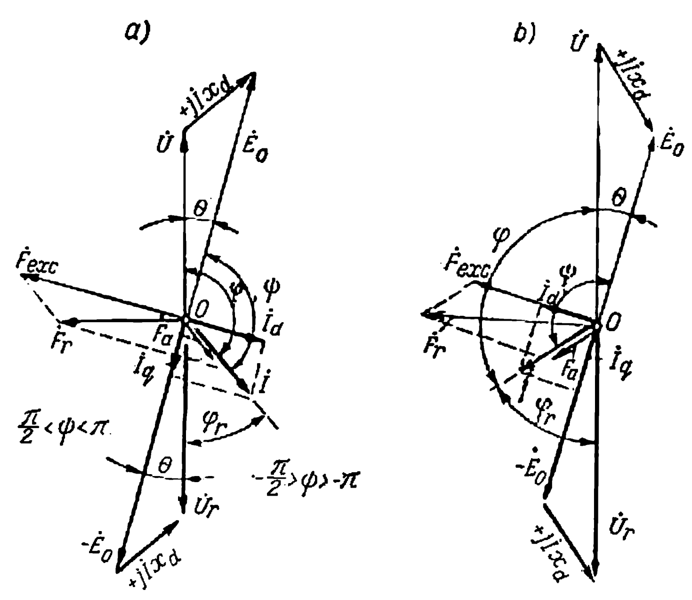


Fig. 12-10. Diagrammes simplifiés de tensions d'un moteur synchrone surexcité (*a*) et sous-excité (*b*).

nement en générateur, de la F.É.M. $\dot{E}_0$, en la décomposant en composantes $j\dot{I}x_d$ et $\dot{U}$ (fig. 12-9, *a*, *b*) et pour la marche en moteur nous partons de la tension du réseau $\dot{U}_r$, en la décomposant en composantes $j\dot{I}x_d$ et $(-\dot{E}_0)$ (fig. 12-10, *a* et *b*). Lorsqu'elle fonctionne en compensateur synchrone, la machine représente un moteur synchrone non

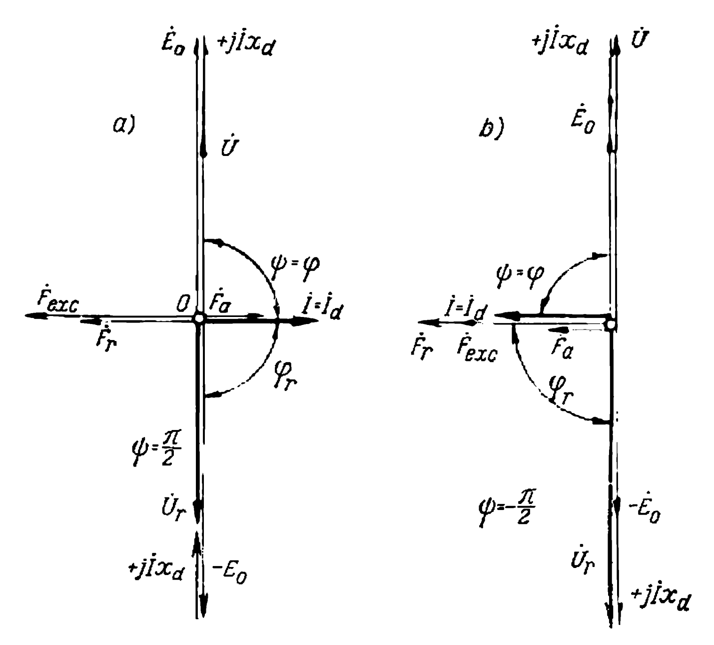


Fig. 12-11. **Diagrammes vectoriels simplifiés d'un compensateur synchrone surexcité (*a*) et sous-excité (*b*).**

chargé et dans ce cas nous partons également de la tension du réseau $\dot{U}_r$, en la décomposant en composantes $j\dot{I}x_d$ et $(-\dot{E}_0)$ (fig. 12-11, *a* et *b*).

Selon la grandeur initiale adoptée (la F.É.M. $\dot{E}_0$ ou la tension du réseau $\dot{U}_r$), on détermine le cos φ pour le régime générateur d'après l'angle φ de déphasage du courant $\dot{I}$ (fig. 12-9, *a* et *b*) sur la tension de l'alternateur $\dot{U}$ et pour le régime de travail en moteur et en compensateur synchrone on détermine le cos φ d'après l'angle φ_r de déphasage du courant $\dot{I}$ sur la tension du réseau $\dot{U}_r$ (fig. 12-10, *a* et *b* et 12-11, *a* et *b*).

En examinant les diagrammes de tensions on voit qu'une machine synchrone fonctionne en générateur lorsque $\dot{I}_q$ coïncide en direc-

tion avec $\dot{E}_0$, en moteur lorsque $\dot{I}_q$ est opposé à $\dot{E}_0$ et en compensateur synchrone lorsque $\dot{I}$ est pratiquement perpendiculaire à $\dot{E}_0$.

En fonction de la valeur du courant d'excitation, une machine synchrone selon qu'elle absorbe de la puissance active ou en fournit au réseau se comporte par rapport à ce dernier comme une inductance ou comme une capacité.

Si le vecteur du courant $\dot{I}$ est opposé au vecteur de la tension du réseau $\dot{U}_r$ (fig. 12-12, *a* — régime générateur) ou est en phase

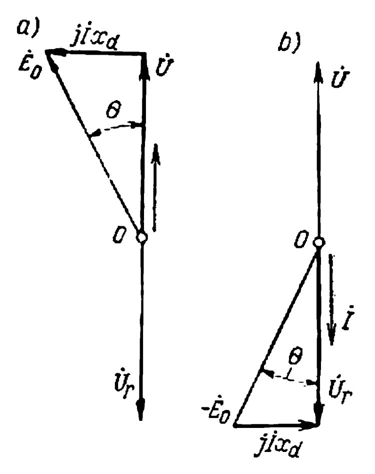


Fig. 12-12. Diagrammes vectoriels simplifiés d'un alternateur synchrone (*a*) et d'un moteur synchrone (*b*) pour $\varphi = 0$.

Fig. 12-13. Détermination du courant statorique I d'un alternateur synchrone en fonction du courant d'excitation i_{exc} lors de la marche à vide.

avec lui (fig. 12-12, *b* — régime moteur), la machine synchrone n'a aucune action inductive ou capacitive sur le réseau. Si le vecteur du courant $\dot{I}$ contient par rapport au vecteur de la tension du réseau $\dot{U}_r$ une composante déphasée en avant (fig. 12-9, *a* ; 12-10, *a* ; 12-11, *a*), la machine synchrone agit sur le réseau comme une capacité en lui fournissant de la puissance réactive absorbée par les moteurs asynchrones, les transformateurs, etc. Dans ce cas la machine synchrone a un circuit magnétique surexcité, qu'elle travaille en générateur ou en moteur.

Si la machine synchrone comporte une composante du vecteur du courant $\dot{I}$ en retard par rapport au vecteur de la tension du réseau $\dot{U}_r$, cette composante a sur le réseau une action inductive, la machine fonctionne en générateur ou en moteur (fig. 12-9, *b* ; 12-10, *b* ; 12-11, *b*). Dans ce cas la machine synchrone est sous-excitée et absor-

be du réseau de la puissance réactive et du courant qui crée une réaction d'induit excitant de façon complémentaire son circuit magnétique.

Lors du couplage en parallèle de deux alternateurs synchrones fonctionnant à vide aucun courant égalisateur ne circulera entre eux dans le cas où leurs F.É.M., créées par le flux d'excitation, seront égales $\dot{E}_{01} = \dot{E}_{02} = \dot{U}$. Si on augmente l'excitation d'une machine et on diminue celle de l'autre (par exemple, $\dot{E}_{01} > \dot{E}_{02}$), la tension aux bornes communes de ces machines, si elles sont identiques, sera égale à la demi-somme des F.É.M. $\dot{E}_{01}$ et $\dot{E}_{02}$:

$$\dot{U} = \frac{\dot{E}_{01} + \dot{E}_{02}}{2}$$

et entre ces machines circulera un courant réactif qui créera une réaction d'induit excitant le circuit magnétique de la machine sous-excitée dont $E_0 < U$ et désexcitant la machine surexcitée dont $E_0 > U$. Le diagramme de tensions pour la machine surexcitée est représenté sur la fig. 12-11, *a* et pour la machine sous-excitée sur la fig. 12-11, *b*.

La valeur du courant réactif indiqué sera alors:

$$I = \frac{E_0 - U}{x_d}.$$

Le signe positif du courant I indique qu'il retarde de 90° par rapport à la tension U de l'alternateur et le signe négatif indique qu'il avance de 90° par rapport à cette tension. Par rapport à la tension du réseau U_r la phase du courant sera inverse. Si on porte (fig. 12-13) sur l'axe des abscisses la F.É.M. E_0 ou le courant d'excitation i_{exc} avec un circuit magnétique non saturé et sur l'axe des ordonnées la valeur efficace du courant I, la relation $I = f(E_0)$ ou $I = f(i_{exc})$ représentera deux droites qui se coupent.

De cette façon, lors de la marche en parallèle des machines synchrones la variation de l'excitation de chacune d'elles provoque seulement l'apparition d'un courant réactif égalisateur et ne modifie pas la puissance active comme cela se produit lors de la marche en parallèle des machines à courant continu. Pour faire varier la charge ou pour faire passer une machine synchrone du régime moteur au régime générateur, il faut changer l'angle θ, comme le montrent les équations (12-11) et (12-14), ce qui peut être obtenu seulement en agissant sur le moteur primaire. Pour accroître la puissance d'un alternateur il faut augmenter la puissance de son moteur primaire, c'est-à-dire augmenter le couple sur l'arbre du moteur primaire en augmentant l'admission de vapeur ou d'eau dans la turbine qui entraîne l'alternateur.

Examinons maintenant les conditions de marche en parallèle d'un alternateur synchrone et d'un réseau dont U_r = const, la charge

de l'alternateur étant constante, c'est-à-dire lorsque la puissance fournie à ce dernier est constante (P = const), en admettant pour simplifier les choses que $r_a \approx 0$.

Portons sur l'axe vertical la tension de l'alternateur et perpendiculairement et à gauche de cette tension la F.M.M. résultante F_r égale à la somme géométrique de la F.M.M. d'excitation et de la F.M.M. de réaction d'induit. Le diagramme approximatif des tensions (fig. 12-9, *a*) pour le courant en retard est représenté sur la fig. 12-14. Vu que pour U = const et P = const il résulte de l'équation $P = mUI \cos \varphi$ = const que $I \cos \varphi$ = const, par conséquent,

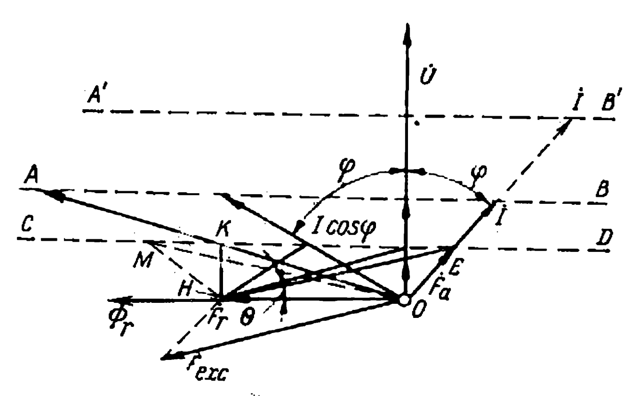


Fig. 12-14. Détermination du courant statorique I d'un alternateur synchrone en fonction du courant d'excitation i_{exc} lors de la marche en charge.

lors de la variation du courant d'excitation, la fin du vecteur du courant glissera sur la droite AB, parallèle à l'axe des abscisses. De façon analogue, le vecteur de la F.M.M. de l'enroulement d'induit $\dot{F}_a$, proportionnel au vecteur du courant $\dot{I}$, glissera sur la droite parallèle à AB et à l'axe des abscisses.

Lorsque U = const, on peut admettre que les vecteurs du flux résultant Φ_r et de la F.M.M. résultante F_r resteront invariables en grandeur et en direction sur le diagramme (fig. 12-14). Le vecteur résultant $\overline{EH}$ entre les fins des vecteurs $\dot{F}_a$ et $\dot{F}_r$ représentera le vecteur de la F.M.M. du système d'excitation $\dot{F}_{exc}$. Pour cette raison, lors de la variation du courant d'excitation i_{exc}, le vecteur $\dot{F}_{exc}$ variera proportionnellement à la variation de ce courant et la fin E du vecteur $\dot{F}_a$ commencera à glisser sur la droite CD. L'angle θ entre les vecteurs $\dot{F}_r$ et $\dot{F}_{exc}$ lors de l'accroissement de l'excitation diminuera, comme le montrent le diagramme de la fig. 12-14 et l'équation (12-24), et lors de la diminution de l'excitation l'angle θ augmentera. La valeur limite de l'angle θ est $\frac{\pi}{2}$, après quoi la machi-

ne décroche. Pour cette raison, le point K représente la limite de fonctionnement stable et le point M se trouve déjà dans la zone de fonctionnement instable de la machine synchrone.

Avec une charge constante plus grande on obtient un nouveau diagramme avec une ligne $A'B'$ passant au-dessus de la ligne AB (voir fig. 12-14).

Le diagramme de la fig. 12-14 permet de construire la courbe en U de la relation $I = f(i_{exc})$ et la courbe $\cos \varphi = f(i_{exc})$ pour P = const et U = const. Vu que sur la fig. 12-14 à chaque charge correspond sa ligne AB, on obtient pour chaque charge une courbe

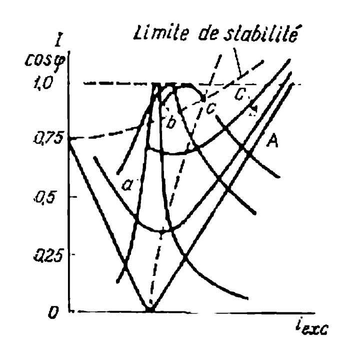


Fig. 12-15. Courbes en U d'un alternateur synchrone.

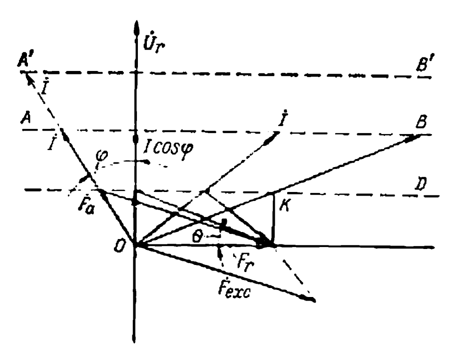


Fig. 12-16. Détermination du courant statorique I d'un moteur synchrone en fonction du courant d'excitation i_{exc}.

en U. La fig. 12-15 donne les courbes en U $I = f(i_{exc})$ pour la marche à vide (courbe A), à demi-charge (courbe B) et à pleine charge (courbe C) ainsi que les courbes correspondantes a, b et c pour $\cos \varphi = f(i_{exc})$. La courbe A pour la marche à vide se présente sous la forme de deux droites qui se coupent, comme le montre la construction de la fig. 12-13. La courbe en pointillé correspond à la limite du fonctionnement stable.

Lorsque la machine synchrone marche en moteur avec P = const et U_r = const, pour construire le diagramme on partira de la tension aux bornes U_r. La fig. 12-16 représente un diagramme qui correspond au diagramme de tensions de la fig. 12-10, *a*. Dans le diagramme simplifié de ce cas le vecteur du flux résultant $\dot{\Phi}_r$ et celui de la F.M.M. résultante $\dot{F}_r$ retardent sur le vecteur de tension $\dot{U}_r$ de 90°. Les courbes en U pour le moteur sont du même genre que celles pour le générateur à cette différence près que lors de la surexcitation du moteur, on obtient des courants en avance et lors de la sous-excitation du moteur, on obtient des courants en retard, tandis que pour un générateur surexcité on obtenait des courants en retard

et pour un générateur sous-excité, des courants en avance. Cela s'explique par le fait que pour un générateur nous comptons le déphasage du courant par rapport à la tension $\dot{U}$ de l'alternateur et pour le moteur nous le comptons par rapport à la tension du réseau $\dot{U}_r = -\dot{U}$.

12-6. Diagrammes de courant des machines synchrones

a) Equation du diagramme de courant. Lorsque le régime de fonctionnement d'une machine synchrone change, le courant dans l'enroulement statorique I varie en grandeur et en phase par rapport à la tension U aux bornes. Si les paramètres de la machine (x_d, x_q, r_a) sont constants, pour $U = \text{const}$ et $E_0 = \text{const}$ la fin du vecteur de courant I, lors de la variation de la charge ou de l'angle θ, se déplace suivant une certaine courbe que nous appellerons diagramme de courant. Dans le cas le plus simple le diagramme de courant représente un cercle et dans ce cas on l'appelle diagramme de cercle. Par exemple, en examinant le diagramme de tensions d'une machine à pôles lisses (voir fig. 12-9), on voit que, lorsque la position du vecteur $\dot{U}$ est invariable et le vecteur $\dot{E}_0$ de valeur constante tourne d'un angle 2π, la fin du vecteur $j\dot{I}x_d$ décrit un cercle et, par conséquent, lorsque $x_d = \text{const}$, la fin du vecteur du courant I décrit également un cercle.

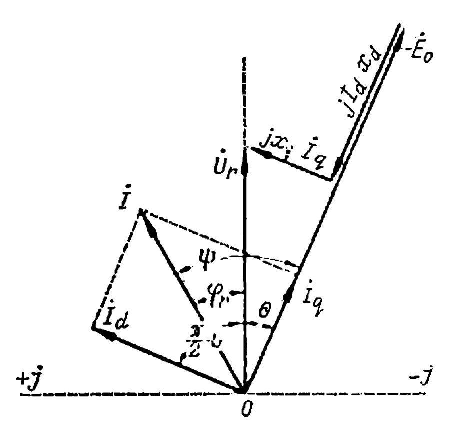


Fig. 12-17. Diagramme de tensions d'un moteur synchrone à pôles saillants.

Le diagramme de courant permet d'avoir une idée nette des relations entre les grandeurs qui caractérisent le fonctionnement d'une machine synchrone.

Examinons à présent la construction des diagrammes du courant d'une machine synchrone, en partant du régime moteur, et pour simplifier admettons que la résistance de l'enroulement statorique soit nulle.

La fig. 12-17 représente le diagramme de tensions d'un moteur à pôles saillants surexcité dans lequel $r_a = 0$. D'après le diagramme on trouve les expressions suivantes pour les composantes longi-

tudinale et transversale du courant statorique:

$$I_d = \frac{U_r \cos\theta - E_0}{x_d};\qquad (12\text{-}38)$$

$$I_q = \frac{U_r \sin\theta}{x_q}.\qquad (12\text{-}39)$$

Les expressions (12-38) et (12-39) correspondent aux expressions (12-4) et (12-5) obtenues pour le régime de marche en alternateur.

Faisons coïncider le plan du diagramme de la fig. 12-17 avec le plan complexe et l'axe des nombres réels avec la direction du vecteur de la tension du réseau $\dot{U}_r$. D'après la fig. 12-17 on peut écrire la valeur du courant statorique sous la forme suivante:

$$\dot{I} = I_q \varepsilon^{-j\theta} + I_d \varepsilon^{j\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)}.\qquad (12\text{-}40)$$

En introduisant dans l'égalité (12-40) les valeurs de I_d et I_q tirées des égalités (12-38) et (12-39) et en tenant compte des relations:

$$\sin\theta = \frac{\varepsilon^{j\theta} - \varepsilon^{-j\theta}}{2j} = \frac{1}{2}\varepsilon^{-j\frac{\pi}{2}}(\varepsilon^{j\theta} - \varepsilon^{-j\theta}),$$

$$-\cos\theta = -\frac{\varepsilon^{j\theta} + \varepsilon^{-j\theta}}{2} = \frac{1}{2}\varepsilon^{-j\pi}(\varepsilon^{j\theta} + \varepsilon^{-j\theta}),$$

on obtient:

$$\dot{I} = \frac{U_r}{2x_q}\varepsilon^{-j\left(\frac{\pi}{2}+\theta\right)}\cdot(\varepsilon^{j\theta} - \varepsilon^{-j\theta}) + \frac{U_r}{2x_d}\varepsilon^{-j\left(\frac{\pi}{2}+\theta\right)}(\varepsilon^{j\theta} + \varepsilon^{-j\theta}) + \frac{E_0}{x_d}\varepsilon^{j\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)} = \frac{U_r}{2}\left(\frac{1}{x_q} + \frac{1}{x_d}\right)\varepsilon^{-j\frac{\pi}{2}} + \frac{U_r}{2}\left(-\frac{1}{x_q} + \frac{1}{x_d}\right)\varepsilon^{-j\left(\frac{\pi}{2}+2\theta\right)} + \frac{E_0}{x_d}\varepsilon^{j\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)}\qquad (12\text{-}41)$$

ou

$$\dot{I} = \dot{M} + \dot{R}_u\varepsilon^{-j2\theta} + \dot{R}_e\varepsilon^{-j\theta},\qquad (12\text{-}42)$$

où

$$\dot{M} = \frac{U_r}{2}\left(\frac{1}{x_d} + \frac{1}{x_q}\right)\varepsilon^{-j\frac{\pi}{2}};\qquad (12\text{-}43)$$

$$\dot{R}_u = \frac{\dot{U}_r}{2}\left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d}\right)\varepsilon^{j\frac{\pi}{2}};\qquad (12\text{-}44)$$

$$\dot{R}_e = \frac{E_0}{x_d}\varepsilon^{j\frac{\pi}{2}}.\qquad (12\text{-}45)$$

L'expression (12-42) représente l'équation cherchée du diagramme de courant selon laquelle pour $\dot{U}_r$ = const et E_0 = const la valeur et les composantes du vecteur de courant sont déterminées par la valeur de l'angle θ.

b) Machines à pôles lisses. Dans une machine à pôles lisses $x_q = x_d$ et pour cette raison $R_u = 0$ et

$$\dot{I} = \dot{M} + \dot{R}_e \varepsilon^{-j\theta}, \tag{12-46}$$

où

$$\dot{M} = \frac{U_r}{x_d} \varepsilon^{-j\frac{\pi}{2}}, \quad \dot{R}_e = \frac{E_0}{x_d} \varepsilon^{j\frac{\pi}{2}}. \tag{12-47}$$

Il résulte de l'équation (12-46) que lorsque θ varie entre 0 et 2π la fin du vecteur de courant décrit un cercle où le vecteur $\dot{M}$ détermine le centre du cercle et $R_e = E_0 : x_d$ détermine la valeur du rayon-vecteur. Le diamètre du cercle est alors proportionnel à la valeur de la F.É.M. créée par le courant d'excitation.

Les diagrammes de cercle du courant d'une machine à pôles lisses pour différentes valeurs de E_0 sont représentés sur la fig. 12-18. La zone $0 < \theta < \pi$ correspond à la marche en moteur et la zone $\pi < \theta < 2\pi$ correspond à la marche en alternateur. La composante active du courant, c'est-à-dire la longueur de la perpendiculaire allant du point du cercle sur l'axe des imaginaires, est proportionnelle à la puissance P de la machine à ses bornes et, par conséquent, vu la condition adoptée, proportionnelle aussi à la puissance électromagnétique $P_{ém} = P$. Si l'on désigne l'échelle du courant par m_i [A/cm], l'échelle de la puissance d'une machine triphasée sera:

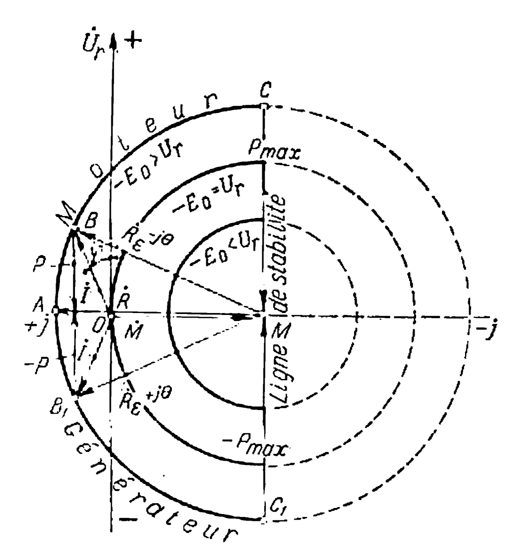


Fig. 12-18. Diagramme de cercle du courant d'une machine synchrone à pôles lisses.

$$m_p = 3U_r m_i \text{ [W/cm]}.$$

Les arcs de cercles en pointillé représentent la zone des régimes instables.

En particulier, on voit d'après le diagramme de la fig. 12-18 que le moteur ne peut absorber du réseau un courant capacitif (et fournir au réseau un courant inductif) qu'avec une excitation où $E_0 > U_r$.

c) Machine à réaction. Une machine synchrone à pôles saillants fonctionnant sans excitation ($E_0 = 0$) est appelée machine synchrone à réaction. Dans le paragraphe 12-3 nous avons déjà montré qu'une telle machine est capable de développer une puissance active. Une machine à réaction est susceptible de fonctionner en générateur et en moteur. Des moteurs à réaction de faible puissance comprise entre plusieurs watts et plusieurs cantaines de watts trouvent emploi grâce à leur simplicité. Ils sont utilisés dans différents dispositifs d'automatisme et de télémécanique, dans les montages de signalisation, dans le cinéma sonore, etc.

Les moteurs à réaction sont lancés en asynchrone. Le couple moteur est alors développé grâce aux courants induits dans le rotor massif du moteur. La mise au synchronisme a lieu grâce au couple réactif qui prend naissance parce que le champ tournant tend à retenir le rotor tournant dans une position où la réluctance à ce flux est minimale. A cela correspond la rotation du rotor en synchronisme avec le champ et aussi lors de la coïncidence de l'axe des pôles avec l'axe du flux magnétique. Lorsque le moteur est chargé, l'axe des pôles se déplace en arrière par rapport à l'axe du flux statorique. Ce que nous venons de dire est indiqué sur la fig. 12-19, *b*, *c*, où sont aussi représentés conventionnellement les pôles *N* et *S* du champ tournant du stator. Dans une machine à rotor cylindrique (fig. 12-19, *a*) le couple réactif n'apparaît pas car la position du rotor par rapport au champ statorique est indifférente.

Le champ magnétique d'une machine à réaction est créé seulement grâce au flux magnétique de réaction d'induit. De cette façon, pour créer son champ magnétique la machine absorbe du réseau du courant réactif (en retard) et travaille avec un faible $\cos\varphi$.

La fig. 12-20 représente le diagramme vectoriel d'un moteur à réaction.

Dans une machine à réaction $E_0 = 0$ et selon l'égalité (12-45) $R_e = 0$. L'équation (12-42) du diagramme de courant prend donc la forme suivante:

$$\dot{I} = \dot{M} + \dot{R}_u \varepsilon^{-j2\theta}. \qquad (12\text{-}48)$$

Le diagramme de courant d'une machine à réaction selon l'équation (12-48) représente un cercle; un cercle complet correspond à la variation de θ de 0 à π et à la variation de θ de π à 2π correspond le même cercle qui se superpose au premier. Du point de vue physique cela s'explique par le fait que les pôles d'une machine à réaction obtiennent une polarité déterminée seulement sous

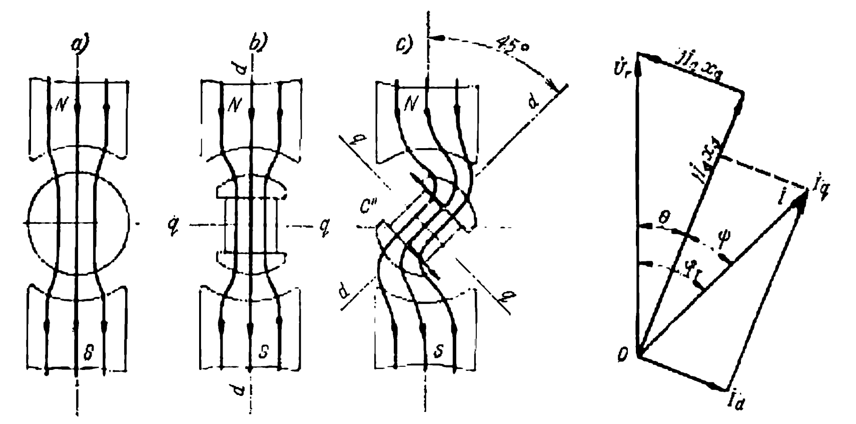


Fig. 12-19. Modèle de fonctionnement d'une machine synchrone à réaction.

Fig. 12-20. Diagramme de tensions d'un moteur synchrone à réaction.

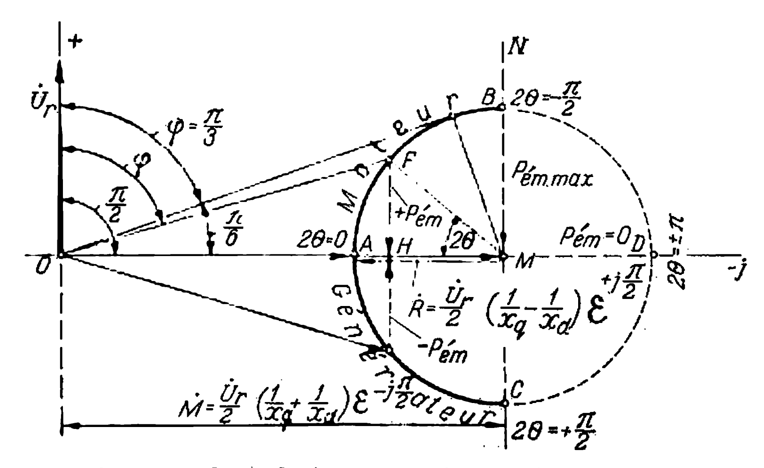


Fig. 12-21. **Diagramme de cercle du courant d'une machine synchrone à réaction.**

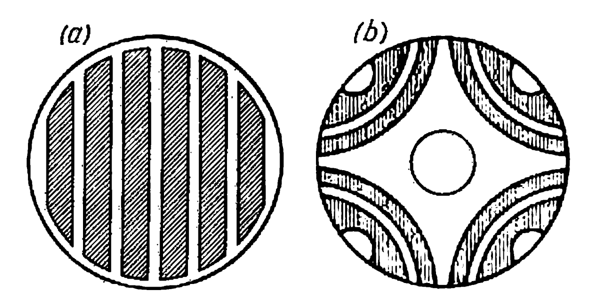


Fig. 12-22. **Constructions du rotor d'une machine synchrone à réaction:**
a — pour $2p = 2$; b — pour $2p = 4$.

l'action du champ statorique et pour cette raison la rotation du rotor de 180 degrés électriques par rapport à ce champ ne change pas le régime de travail de la machine.

La fig. 12-21 représente le diagramme de cercle d'une machine à réaction pour le cas où $x_d : x_q = 2$. Les puissances sur ce diagramme sont déterminées de la même façon que sur le diagramme de la fig. 12-18.

La puissance maximale d'une machine à réaction est proportionnelle au rayon du cercle R_u, c'est-à-dire que d'après l'égalité (12-44) elle est d'autant plus grande que le rapport $x_d : x_q$ est plus grand. On cherche à obtenir dans les moteurs à réaction la valeur de cette relation $x_d : x_q \approx 5$.

A cette fin le rotor est assemblé en tôles d'acier entre lesquelles on place des cales non magnétiques, par exemple, en aluminium (fig. 12-22). Pour une charge donnée le cos φ d'un moteur à réaction est d'autant plus grand que le rapport $x_d : x_q$ est plus grand.

Le courant à vide d'un moteur à réaction est:

$$I_0 \approx \frac{U_r}{x_d}.$$

Pour des machines à pôles saillants courantes le régime de réaction est en général anormal. Mais si $x_d > 1$ une telle machine pour $U_r = U_n$ peut, en régime de réaction, supporter une certaine charge active lorsque $I = I_n$. Un tel régime peut prendre naissance dans une machine à pôles saillants faiblement chargée lors de la disparition de l'excitation.

Les moteurs à réaction monophasés trouvent également emploi. On les met en marche par démarrage en asynchrone comme les moteurs asynchrones à condensateur (voir § 25-4).

d) Machine à pôles saillants. Lorsqu'il s'agit d'une machine à pôles saillants excitée, tous les termes de l'équation (12-42) restent et le diagramme de courant prend la forme d'une courbe complexe appelée limaçon de Pascal. La construction de ce diagramme peut être réalisée de façon suivante (fig. 12-23).

On dirige le vecteur de tension $\dot{U}_r$ suivant l'axe vertical et, à droite de lui, on trace le vecteur du centre $\dot{M}$ décalé d'un angle $\frac{\pi}{2}$.

En l'absence d'excitation ($E_0 = 0$) une machine à pôles saillants se transforme en une machine à réaction et l'équation (12-42) se transforme en l'équation (12-48).

En traçant à gauche de la direction MN le vecteur $\dot{R}_u$ décalé de celle-ci d'un angle $\frac{\pi}{2}$, on obtient le point B de la position de la fin du vecteur de courant pour $2\theta = 0$. En traçant le cercle K_r de rayon R_u, on obtient le diagramme de cercle d'une machine à pôles saillants travaillant au régime d'une machine à réaction.

En traçant maintenant le vecteur $\dot{R}_e$ décalé de l'angle $\frac{\pi}{2}$ à droite de la direction verticale, on obtient le point C de la position de la fin du vecteur de courant d'une machine à pôles saillants excitée pour $\theta = 0$.

Lors du passage de la machine au fonctionnement en moteur avec une valeur déterminée de l'angle θ, le rayon-vecteur $\dot{R}_u \varepsilon^{-j2\theta}$

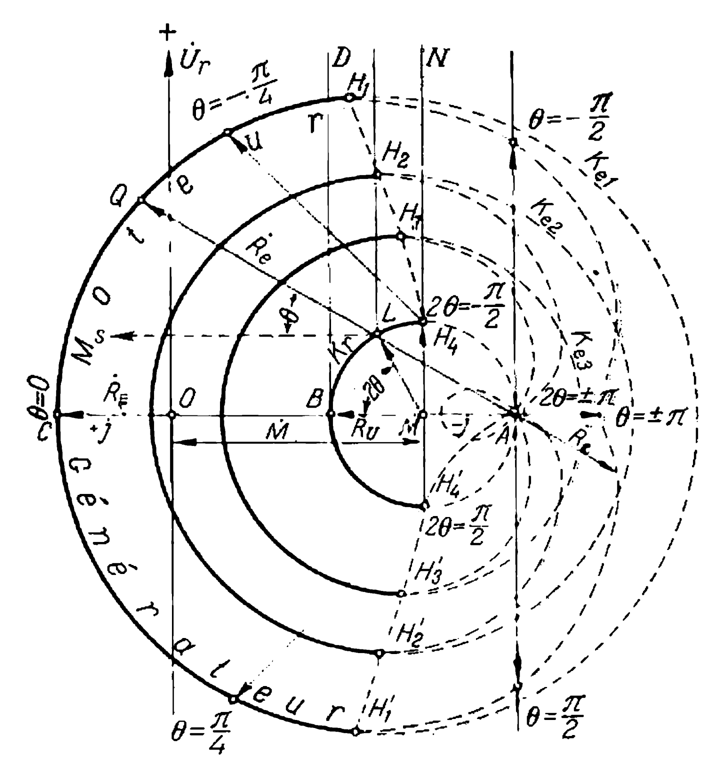


Fig. 12-23. **Diagramme du courant d'une machine synchrone à pôles saillants.**

tourne depuis la position horizontale MB d'un angle 2θ dans le sens antihoraire et occupera la position ML tandis que le rayon-vecteur $\dot{R}_e \varepsilon^{-j\theta}$ tournera de l'horizontale LS aussi dans le sens antihoraire d'un angle θ et occupera la position LQ. Le point Q détermine la position de la fin du vecteur de courant pour la valeur donnée de θ. Il en résulte la méthode suivante de construction du diagramme: les points L du cercle K_r d'une machine à réaction qui correspondent aux différentes valeurs de θ sont réunis par une droite avec le point A de ce cercle qui correspond à l'angle $2\theta = \pm \pi$ et sur le prolongement de ces droites on porte les valeurs du rayon-vecteur $R_e = LQ$.

Une partie du diagramme de courant, située au-dessus de l'axe des abscisses, correspond à la marche en moteur et celle située au-dessous de cet axe correspond à la marche en générateur.

La fig. 12-23 représente les trois diagrammes de courant correspondant aux différentes valeurs de la F.É.M. E_0.

Lorsqu'on diminue l'excitation, le diagramme de courant se comprime et pour $R_e < 2R_u$ à l'intérieur du cercle K_r apparaît la seconde branche intérieure du limaçon de Pascal.

La puissance aux bornes de la machine P et la puissance électromagnétique $P_{ém} = P$ sur le diagramme de la fig. 12-23 sont déterminées de la même façon que sur le diagramme des figures 12-18, 12-21 d'après la valeur de la perpendiculaire abaissée du point donné du diagramme sur l'axe des abscisses. L'échelle de la puissance m_p est alors aussi égale à $m_p = 3U_r m_i$.

Si les points H_1, H_2, H_3, H_4, H'_4, H'_3, H'_2 et H'_1, situés sur les diagrammes de courant pour différentes valeurs de E_0 et correspondant aux valeurs maximales de la composante active du courant et de la puissance, sont réunis par une courbe douce, cette dernière représentera la ligne de stabilité et à droite de cette courbe seront situés les régimes instables. Dans la zone du régime stable les tronçons du diagramme de courant diffèrent peu de certains cercles K_{e1}, K_{e2} et K_{e3}.

Chapitre XIII

MOTEUR SYNCHRONE ET COMPENSATEUR SYNCHRONE

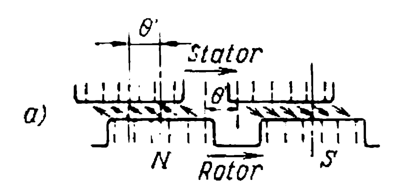
13-1. Notion physique de régime moteur d'une machine synchrone

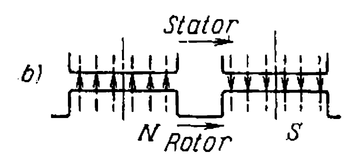
Dans le chapitre précédent, en examinant la marche d'une machine synchrone en parallèle avec le réseau nous avons établi la possibilité de la faire passer du régime générateur au régime moteur lors du changement du signe de l'angle θ situé entre le vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_0$ et le vecteur de tension $\dot{U}$. Au cas où la machine synchrone fonctionne en générateur, c'est le rotor qui est l'élément menant et l'élément mené est le flux résultant de l'entrefer à la surface du stator, qui tourne au synchronisme avec le rotor, et pour cette raison l'axe du flux rotorique est en avance sur l'axe du flux Φ_δ d'un angle θ' égal à l'angle du retard de la F.É.M. intérieure E_δ, induite par le flux résultant Φ_δ, sur la F.É.M. E_0, induite par le flux d'excitation (voir fig. 9-1). En charge l'angle θ' diffère de l'angle θ, situé entre la F.É.M. E_0 due à l'excitation et la tension U, d'une faible valeur due à la chute de tension dans la résistance et la réactance inductive de fuite du stator. Il en résulte que les lignes d'induction dans l'entrefer de la machine chargée ne sont pas dirigées radialement et les pôles magnétiques fictifs du stator sont décalés par rapport aux pôles du rotor comme indiqué sur la fig. 13-1, *a* pour la marche en générateur.

Si on réduit progressivement la puissance mécanique fournie par le moteur primaire à l'arbre de l'alternateur, l'angle θ et avec lui l'angle θ' commencent à diminuer et la puissance fournie par l'alternateur au réseau diminuêra également.

Lorsque l'angle θ et avec lui l'angle θ' s'annulent (fig. 13-1, *b*), l'alternateur sera entièrement déchargé et le moteur primaire lui fournira seulement la puissance nécessaire pour compenser ses pertes à vide. Si maintenant on sépare le moteur primaire de l'arbre de l'alternateur, l'angle θ' deviendra négatif, car le rotor commencera à retarder un peu sur le flux statorique mais la machine continuera à tourner au synchronisme avec le flux résultant Φ_δ. Dans ce cas les pertes à vide de la machine synchrone seront compensées par l'énergie électrique venant du réseau et la machine fonctionnera en moteur synchrone tournant à vide. Il en résulte que dans le cas

considéré le flux statorique sera l'élément menant et le rotor sera l'élément mené. Si on charge maintenant l'arbre de la machine synchrone par un couple résistant qui augmente continuellement, l'angle θ', devenu négatif, augmentera en proportion et la puissance mécanique développée par le moteur augmentera ainsi que la puissance électrique prise au réseau par l'intermédiaire du stator (fig. 13-1, *c*).





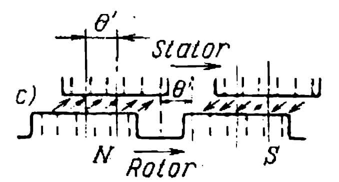


Fig. 13-1. Machine synchrone fonctionnant :
a — en générateur ; *b* — à vide ; *c* — en moteur.

De cette façon, si en marche en générateur la machine synchrone transformait la puissance mécanique reçue du moteur primaire en puissance électrique livrée au réseau connecté à l'enroulement statorique, lors de la marche en moteur la machine synchrone transforme l'énergie électrique reçue du réseau en puissance mécanique absorbée par une machine accouplée à l'arbre de la machine synchrone ; cela se produit en conservant dans les deux cas la vitesse de synchronisme déterminée par la fréquence du réseau. La puissance maximale qu'un moteur peut fournir sans décrocher est déterminée, comme pour un alternateur, par la puissance de surcharge maximale.

Le démarrage et la mise au synchronisme des moteurs synchrones est un problème sérieux et difficile.

13-2. Puissances et couples d'un moteur synchrone

Soit P_1 la puissance électrique fournie par le réseau au moteur. Une partie de cette puissance est dépensée pour compenser les pertes dans le cuivre p_{cs} et dans le fer p_{fs} du stator et le reste représente la puissance électromagnétique $P_{ém}$ transmise du stator au rotor. Par conséquent,

$$P_{ém} = P_1 - p_{cs} - p_{fs}. \tag{13-1}$$

La puissance $P_{ém}$, moins les pertes mécaniques de frottement et de ventilation $p_{méc}$ et les pertes supplémentaires à la surface des pièces polaires p_s, est transformée en puissance utile sur l'arbre du moteur P_2 :

$$P_2 = P_{ém} - p_{méc} - p_s = P_1 - p_{cs} - p_{fs} - p_{méc} - p_s. \tag{13-2}$$

Si l'excitatrice se trouve sur le même arbre que le moteur, la puissance utile sur l'arbre du groupe moteur-excitatrice diminue encore de la valeur de la puissance absorbée par l'excitatrice.

Le couple électromagnétique du moteur est:

$$C_{\acute{e}m} = \frac{P_{\acute{e}m}}{\Omega_s}, \tag{13-3}$$

où $\Omega_s = 2\pi n$ est la vitesse angulaire synchrone du rotor.

Vu que le passage de la marche en générateur à la marche en moteur est provoqué, comme nous l'avons déjà dit, par le changement du signe de l'angle θ entre le vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_0$ et le vecteur de tension $\dot{U}_r$, on peut obtenir les expressions des puissances et des couples pour la marche en moteur d'une machine synchrone à partir des expressions correspondantes pour la marche en générateur en y introduisant les valeurs négatives correspondantes de l'angle θ. Mais les puissances et le couple pour le fonctionnement en moteur seront négatifs, car lors de la démonstration de ces formules la puissance du fonctionnement en générateur était prise comme positive.

Le changement du signe de la puissance indique justement le changement du sens du flux d'énergie et le changement correspondant du fonctionnement. Mais il est peu commode d'opérer avec des puissances et des couples négatifs et pour cette raison lors de l'examen des moteurs synchrones on admet que les puissances et les couples du fonctionnement en moteur sont positifs. Pour obtenir l'expression requise de la puissance ou du couple du moteur il faut alors, dans l'expression correspondante pour le fonctionnement en générateur, remplacer θ par $-\theta$ et changer le signe de tout le membre droit de l'expression en adoptant l'angle θ comme positif pour le fonctionnement en moteur.

De cette façon, des relations (12-24) et (12-25) pour un alternateur à pôles lisses on obtient pour la puissance électrique P_1 aux bornes du stator d'un moteur à pôles lisses:

$$P_1 = \frac{mU_r}{z_d}\,[E_0 \sin(\theta - \alpha) + U_r \sin\alpha] \tag{13-4}$$

et pour sa puissance électromagnétique $P_{\acute{e}m}$:

$$P_{\acute{e}m} = \frac{mE_0}{z_d}\,[U_r \sin(\theta + \alpha) - E_0 \sin\alpha]. \tag{13-5}$$

En construisant les diagrammes des F.É.M. des machines synchrones, on ne tient pas compte des pertes dans le fer et des pertes supplémentaires et pour cette raison on n'en tient pas compte non plus dans les expressions des puissances électrique et électromagnétique, ce qu'on doit envisager lorsqu'on utilise ces expressions.

Pour un moteur synchrone à pôles saillants on obtient à partir de la formule (12-11), en négligeant les pertes dans le cuivre des

enroulements statoriques:

$$P_1 = P_{\text{ém}} = \frac{mE_0U_r}{x_d}\sin\theta + \frac{mU_r^2}{2}\left(\frac{1}{x_q}-\frac{1}{x_d}\right)\sin 2\theta. \quad (13\text{-}6)$$

En tenant compte des pertes dans le cuivre du stator, on obtient pour un moteur synchrone à pôles saillants en partant des formules (13-4) et (13-5):

$$P_1 = \frac{mU_r}{z_q}[E_q\sin(\theta-\alpha)+U_r\sin\alpha]; \quad (13\text{-}7)$$

$$P_{\text{ém}} = \frac{mE_q}{z_q}[U_r\sin(\theta+\alpha)-E_q\sin\alpha], \quad (13\text{-}8)$$

où

$$E_q = E_0 - I_d(x_d-x_q) \quad (13\text{-}9)$$

représente la F.É.M. équivalente d'une machine synchrone à pôles saillants, si on la considère comme une machine à pôles lisses à réactance synchrone x_s égale à x_q de la machine à pôles saillants examinée (voir fig. 9-6, où $E_q = OB$, ainsi que fig. 13-2, *a*, *b*).

De façon analogue, pour le coefficient de puissance synchronisante d'un moteur synchrone à pôles lisses, en tenant compte des pertes dans le cuivre du stator, selon la formule (12-25) pour l'alternateur, on a:

$$P_s = \frac{dP_{\text{ém}}}{d\theta} = \frac{mE_0U_r}{z_d}\cos(\theta+\alpha) \quad (13\text{-}10)$$

et d'un moteur à pôles saillants:

$$P_s = \frac{mE_qU_r}{z_q}\cos(\theta+\alpha). \quad (13\text{-}11)$$

Pour un moteur à pôles saillants sans tenir compte des pertes dans le cuivre du stator, on obtient:

$$P_s = \frac{mE_qU_r}{x_q}\cos\theta + mU_r^2\left(\frac{1}{x_q}-\frac{1}{x_d}\right)\cos 2\theta. \quad (13\text{-}12)$$

13-3. Diagramme de tensions d'un moteur synchrone

En partant du diagramme des F.É.M. d'un alternateur à pôles saillants (voir fig. 9-6), il n'est pas difficile de construire les diagrammes des F.É.M. des moteurs synchrones à pôles saillants. Il y existe seulement la différence suivante. Lors de la construction du diagramme des F.É.M. d'un moteur synchrone on trace sur le diagramme non pas le vecteur $\dot{U}$ de la tension de la machine synchrone par laquelle la machine agit sur le réseau et qui est une composante de la F.É.M. $\dot{E}_0$ mais le vecteur de sens inverse de la tension du

réseau $\dot{U}_r$ par laquelle le réseau agit sur la machine. Le vecteur de tension du réseau $\dot{U}_r$ est décomposé en composantes de chutes de tension par suite de quoi on obtient dans le diagramme le vecteur $-\dot{E}_0$ opposé au vecteur de la F.É.M. due au flux d'excitation $\dot{E}_0$ et qui est une composante de la tension du réseau, qui compense la F.É.M. $\dot{E}_0$. Les vecteurs $\dot{E}_0$ et $\dot{U}$ ne sont généralement pas tracés sur le diagramme.

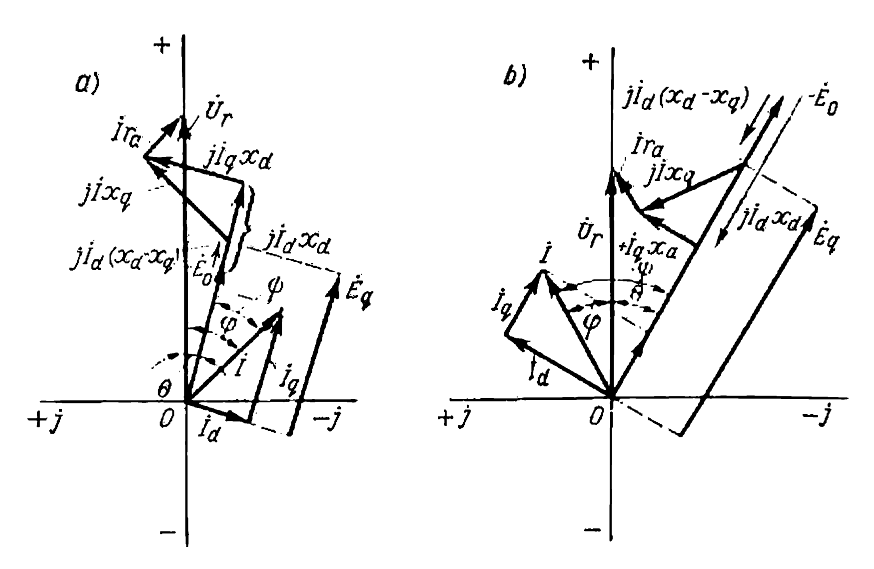


Fig. 13-2. Diagrammes de tensions d'un moteur synchrone sous-excité (*a*) et surexcité (*b*).

La fig. 13-2, *a* représente le diagramme vectoriel d'un moteur synchrone à courant de charge $\dot{I}$ en retard sur le vecteur de la tension $\dot{U}_r$ d'un angle φ pour lequel le moteur est sous-excité et crée par rapport à la tension $\dot{U}_r$ une composante inductive du courant $\dot{I}\sin\varphi$. De cette façon, le moteur sous-excité absorbe du réseau du courant inductif et de la puissance réactive correspondante.

La fig. 13-2, *b* donne le diagramme correspondant pour le courant de charge $\dot{I}$ en avance sur le vecteur de la tension appliquée $\dot{U}_r$ d'un angle φ pour lequel le moteur est surexcité et crée par rapport à la tension du réseau $\dot{U}_r$ une composante capacitive du courant $\dot{I}\sin\varphi$. Le moteur surexcité absorbe du courant en avance et fournit au réseau de la puissance réactive.

13-4. Fonctionnement d'un moteur synchrone alimenté par un réseau puissant

Examinons le fonctionnement d'un moteur synchrone alimenté par un réseau puissant (U_r = const, f = const) à condition que la charge sur l'arbre du moteur reste constante (C = const) et qu'on fasse varier le courant d'excitation du moteur (i_{exc} = var).

Dans ces conditions, on peut considérer le fonctionnement du moteur synchrone comme étant analogue au régime correspondant d'un alternateur synchrone en se basant sur le diagramme vectoriel simplifié pour lequel, en négligeant la résistance de l'enroulement statorique, on peut admettre que le vecteur de la tension appliquée $\dot{U}_r$ est égal en valeur et opposé en phase au vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_r$ due au flux résultant Φ_r créé par l'action commune des forces magnétomotrices du stator et du rotor.

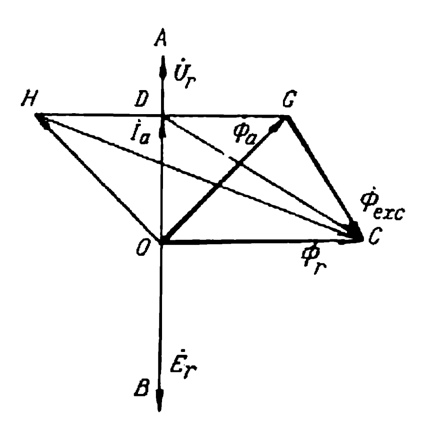


Fig. 13-3. Diagramme simplifié de tensions d'un moteur synchrone pour C = const et i_{exc} = variable.

Vu que U_r = const, on admet E_r = const et Φ_r = const et étant donné que pour C = const $P_1 = mU_rI\cos\varphi$ = const, on a $I_a = I\cos\varphi$ = const.

Le diagramme vectoriel simplifié du moteur, construit de façon analogue au diagramme de l'alternateur de la fig. 12-16, est représenté sur la fig. 13-3, où le flux de réaction d'induit Φ_a est proportionnel au courant d'induit I et le flux d'excitation Φ_{exc} est proportionnel au courant d'excitation i_{exc}. D'après la fig. 13-3 on peut trouver pour différentes valeurs de I et de $\cos\varphi$ les valeurs correspondantes de i_{exc} et construire les courbes $I = f(i_{exc})$ et $\cos\varphi = f(i_{exc})$ pour la valeur donnée du couple résistant C et pour la valeur correspondante de $I_a = I\cos\varphi$. On peut faire ces constructions pour différentes valeurs de C depuis la marche à vide jusqu'à la pleine charge. Comme pour le cas d'un alternateur, les courbes sont en U. Lorsque le moteur est surexcité, les courants sont en avance sur la tension du réseau et lorsqu'il est sous-excité, les courants sont en retard ; par contre, par rapport à la tension du moteur même, lorsqu'il est surexcité, il fonctionne avec un courant en retard et lorsqu'il est sous-excité, il travaille avec un courant en avance. Dans ce cas, tout a lieu comme dans un alternateur. La seule différence consiste en ce que pour un alternateur le déphasage du courant est calculé depuis la tension $\dot{U}$ de l'alternateur

même et pour un moteur il se fait généralement depuis le vecteur de tension du réseau $\dot{U}_r$ qui est de sens opposé.

De tout ce que nous venons de dire il résulte que le moteur synchrone peut être considéré comme un générateur de courant réactif qui est inductif par rapport à la tension du réseau pour un moteur sous-excité et capacitif pour un moteur surexcité.

Cette dernière propriété des moteurs présente un grand intérêt et est largement utilisée dans l'industrie. Vu que les moteurs asynchrones, très répandus, fonctionnent à cos φ en retard, en branchant parallèlement avec eux des moteurs synchrones surexcités on peut compenser la composante en retard du courant $I_a \sin \varphi_a$ (moteurs asynchrones) par la composante $I_s \sin \varphi_s$ en avance (moteurs synchrones). Si on a:

$$I_a \sin \varphi_a = I_s \sin \varphi_s,$$

le réseau alimentant les moteurs sera complètement déchargé des courants réactifs et fonctionnera à régime optimal avec $\cos \varphi = 1$.

Il faut noter que, étant donné que la puissance électromagnétique d'un moteur synchrone est:

$$P_{\text{ém}} \approx \frac{mE_0U_r}{x_d} \sin \theta,$$

lors de la surexcitation, par suite de l'accroissement de E_0, le moteur aura une P_{max} accrue, donc une capacité de surcharge accrue. Notons que le moteur sera parcouru par un courant statorique plus grand et pour cette raison les moteurs destinés à fonctionner en surexcitation sont un peu plus lourds et plus chers et leur rendement est un peu plus faible que celui des moteurs destinés à fonctionner à $\cos \varphi = 1$. Vu que d'après les conditions d'échauffement les moteurs aux dimensions données, étant surexcités, conservent à peu près leur puissance totale $P = mU_rI$, leur puissance utile $P_2 = \eta mU_rI \cos \varphi$ est un peu réduite.

Les moteurs synchrones de série construits actuellement sont prévus pour des régimes nominaux à $\cos \varphi = 1$ et $\cos \varphi = 0,8$ (en avance).

13-5. Caractéristiques d'un moteur synchrone

Lorsqu'un moteur synchrone est alimenté par un réseau dont U_r et f sont constantes et que son excitation est constante, ses caractéristiques qui représentent la relation entre la puissance primaire P_1, le courant statorique I, le rendement η et le facteur de puissance cos φ, en fonction de la puissance utile sur l'arbre P_2, ont la forme représentée sur la fig. 13-4 pour le cas où à vide le $\cos \varphi = 1$. Lorsque la charge augmente, le cos φ du moteur pour i_{exc} = const diminue un peu. Le rendement du moteur augmente jusqu'à une certaine valeur maximale pour diminuer ensuite. Le courant à vide pour

$\cos \varphi = 1$ est très petit et correspond aux pertes à vide. Lorsque la charge augmente le courant croît suivant une courbe pratiquement linéaire.

La fig. 13-5 donne les caractéristiques $\cos \varphi = f\left(\frac{P_2}{P_n}\right)$ pour différentes valeurs du $\cos \varphi$ et la marche à vide. On peut régler le régime d'un moteur synchrone en faisant varier le courant d'excitation de façon que le moteur possède un $\cos \varphi = 1$ pour la charge voulue. La courbe *1* (fig. 13-5) correspond à $\cos \varphi = 1$ en marche à vide, la courbe *2* correspond à $\cos \varphi = 1$ pour $\frac{P_2}{P_n} = 0{,}5$ et la

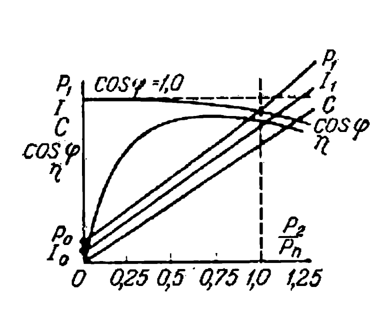


Fig. 13-4. Caractéristiques de travail d'un moteur synchrone.

Fig. 13-5. Caractéristiques du $\cos \varphi = f\left(\frac{P_2}{P_n}\right)$ pour différentes valeurs du courant d'excitation.

courbe *3* correspond à $\cos \varphi = 1$ pour $\frac{P_2}{P_n} = 1{,}0$. Plus l'excitation d'un moteur synchrone est grande, plus importante sera la valeur du courant à vide qui est en avance et plus grande sera la charge pour laquelle $\cos \varphi = 1$.

La capacité de surcharge d'un moteur synchrone et d'un alternateur synchrone, si on néglige la composante du couple provoquée par les pôles saillants, est:

$$k_s = \frac{1}{\sin \theta_n}.$$

Dans les moteurs modernes à charge nominale $\theta_n = 20$ à $30°$ et par conséquent $k_s = 2$ à 3.

13-6. Méthodes de lancement d'un moteur synchrone

a) Démarrage à l'aide d'un moteur auxiliaire. Un moteur synchrone et un compensateur synchrone, qui est en principe un moteur synchrone surexcité marchant à vide, peuvent être branchés sur

le réseau à l'aide des dispositifs de synchronisation par les mêmes méthodes qu'un alternateur synchrone. Pour cela la machine doit avoir sur le même arbre un moteur de démarrage spécial qui peut la faire tourner à une vitesse permettant de mettre la machine au synchronisme avec le réseau. On utilise comme moteur auxiliaire un moteur asynchrone de puissance relativement faible ayant le même nombre de pôles que la machine synchrone. Ce moteur auxiliaire fait tourner la machine synchrone à une vitesse presque égale à celle du synchronisme et ensuite la machine est branchée en parallèle par la méthode d'autosynchronisation. Précédemment on utilisait à cette fin un moteur asynchrone dont le nombre de pôles était inférieur d'une paire au nombre de pôles de la machine synchrone. Un tel moteur peut faire tourner la machine à une vitesse un peu supérieure à celle du synchronisme. Si on débranche le moteur auxiliaire du réseau, le groupe ralentira en passant lentement par la vitesse du synchronisme, ce qui permet de connecter au moment opportun la machine synchrone au réseau.

Ce mode de démarrage a le défaut de ne pas permettre de lancer le moteur en charge, car il est désavantageux de disposer d'un moteur de démarrage de grande puissance, l'installation devient alors plus onéreuse et plus compliquée par suite de l'utilisation du moteur auxiliaire. Pour cette raison cette méthode est utilisée surtout pour les groupes moteur-génératrice destinés à transformer le courant alternatif en courant continu lorsqu'on peut utiliser la génératrice à courant continu comme moteur pour le démarrage. On l'emploie également pour les compensateurs synchrones puissants.

b) Démarrage par variation de fréquence. Un moteur synchrone peut être mis en marche par variation de fréquence lorsque la fréquence de la tension appliquée lors du démarrage varie progressivement de zéro jusqu'à sa valeur nominale. Le moteur tourne alors au synchronisme pendant toute la période du lancement.

Lorsqu'on utilise cette méthode, le moteur est alimenté par un alternateur synchrone séparé dont la vitesse est variée par un moteur primaire depuis la valeur nulle jusqu'à la valeur nominale. L'excitation de l'alternateur et du moteur ne peut pas être réalisée à l'aide des excitatrices propres montées sur le même arbre car à faible vitesse elles ne s'excitent pas.

Pour que le moteur puisse commencer à tourner au synchronisme, en commençant par la vitesse nulle, le courant d'excitation de l'alternateur et celui du moteur doivent être réglés convenablement et la vitesse d'accroissement de la fréquence ne doit pas être trop grande. L'étude du problème montre que pendant la période initiale du démarrage l'alternateur doit être excité aussi fortement que possible et le moteur doit être excité par un courant de valeur telle que pour les vitesses de synchronisme la F.É.M. du moteur due au courant d'excitation soit à peu près deux fois plus petite que

la F.É.M. de l'alternateur. Plus on accroît la vitesse de rotation, plus on augmentera le courant d'excitation du moteur.

Ce mode de démarrage des moteurs synchrones est employé dans certaines installations spéciales.

c) Démarrage en asynchrone. Généralités. Un moteur synchrone ayant une cage de démarrage rotorique (voir § 1-5) peut être lancé comme un moteur asynchrone à rotor en court-circuit. Le démarrage en asynchrone est actuellement la méthode principale de lancement des moteurs synchrones.

Lors du démarrage en asynchrone, l'enroulement d'excitation du moteur synchrone doit être court-circuité ou fermé sur une résistance dont la valeur est d'environ dix fois plus grande que la résistance de l'enroulement d'excitation. Si lors du démarrage du moteur l'enroulement d'excitation était ouvert, vu qu'il comporte un grand nombre de spires, une tension très élevée pourrait être induite à ses bornes provoquant le percement de l'isolation et la mise hors service du moteur.

En démarrant en asynchrone, l'enroulement statorique du moteur est branché sur le réseau alternatif et dans le moteur apparaît un couple moteur (voir § 1-8). Le moteur tourne alors à une vitesse voisine de celle du synchronisme et avec un glissement ou un retard de sa vitesse par rapport à celle du champ tournant. Si maintenant on injecte du courant continu dans l'enroulement d'excitation, la présence de pôles de polarité invariable provoque de fortes oscillations périodiques de la vitesse du rotor par rapport à sa vitesse moyenne et le moteur peut atteindre à certains instants la vitesse du synchronisme et peut également la dépasser pour de courts laps de temps.

Si le moteur atteint une telle vitesse, après quelques oscillations amorties au voisinage de la vitesse du synchronisme il se met au synchronisme. Plus la charge du moteur est petite, plus petit est son glissement par rapport à la vitesse du synchronisme et plus facilement il atteint cette dernière.

Les moteurs à pôles saillants marchant à vide ou à faible charge entrent souvent en synchronisme même sans excitation et ceci grâce au couple de réaction. Inversement, avec la charge le glissement augmente et le moteur entre plus difficilement en synchronisme et pour cette raison il existe un certain couple résistant limite déterminé par le couple d'accrochage.

Ainsi donc pour un moteur synchrone qui démarre en asynchrone sont caractéristiques les trois couples moteurs suivants:

1) *le couple de démarrage* C_d développé par le moteur à l'état immobile (glissement $g = 1$);

2) *le couple d'accrochage* C_{ac} par lequel on entend le couple asynchrone développé par le moteur tournant à 95 % de la vitesse du synchronisme (glissement $g = 0{,}05$);

3) *le couple maximal ou couple de renversement* C_m qui correspond à la puissance maximale du moteur, à la vitesse du synchronisme et la tension et l'excitation nominales, et qui, dépassé, entraîne le décrochage du moteur.

Conformément à ce que nous avons dit au § 1-10, le couple d'un moteur asynchrone peut être exprimé sous la forme simplifiée suivante :

$$C = \frac{kE_2 g r_2}{r_2^2 + (g x_2)^2}.$$

Rappelons au lecteur que dans cette formule k est le coefficient de proportionnalité ; E_2 est la F.É.M. du rotor pour $g = 1$; g est le glissement ; r_2 et x_2 sont la résistance et la réactance inductive de dispersion du rotor immobile.

Lorsque $g = 1$ le couple de démarrage

$$C_d = \frac{kE_2 r_2}{r_2^2 + x_2^2}.$$

Le couple maximal (de renversement), qui est obtenu pour $g = \frac{r_2}{x_2}$, s'exprime sous la forme suivante :

$$C_m = \frac{kE_2}{2x_2}.$$

Une expression plus précise pour le couple C d'une machine asynchrone est donnée au § 20-3.

Ainsi on voit que la valeur du couple maximal ne dépend pas de la résistance de l'enroulement de démarrage r_2. En dépend seulement la valeur du glissement $g = g_m$ pour laquelle la valeur du couple moteur devient maximale.

La fig. 13-6 donne $C = f(g)$ pour $x_2 =$ const et pour différentes valeurs de la résistance du rotor :

$$r_2' < r_2'' < r_2'''.$$

Pour $r_2 = x_2$ (cas de la courbe *3* sur la fig. 13-6) le couple de démarrage ($g = 1$) devient égal au couple maximal.

En fonction des conditions de travail et de la destination de la machine commandée par le moteur, différentes valeurs du couple de démarrage et du couple d'accrochage sont nécessaires.

Lorsqu'il s'agit d'entraîner une machine à couple résistant qui augmente avec la vitesse, le couple initial requis est petit et le couple d'accrochage doit être beaucoup plus grand. Par exemple, pour les ventilateurs :

$$C_d = (0,2 \text{ à } 0,25)\, C_n ; \quad C_{ac} = C_n.$$

Pour mettre en marche une machine à grand frottement et à faible vitesse, un couple de démarrage élevé est nécessaire pour entraîner les grandes masses de la machine, mais puisque

le moteur peut entrer en synchronisme quand la machine commandée marche à vide, le couple d'accrochage peut avoir une valeur réduite. Par exemple, pour un laminoir continu non réglable:

$$C_l = (0,5 \text{ à } 1,0)\, C_n ; \quad C_{ac} \approx 0,4 C_n.$$

Vu que généralement pour une grande valeur du couple d'accrochage C_{ac} il faut un couple de démarrage C_d de faible valeur, et, inversement, pour un couple de démarrage élevé C_d il faut un faible couple d'accrochage C_{ac}, le changement des relations indiquées peut être obtenu par le choix convenable du matériau dont est faite la cage de démarrage.

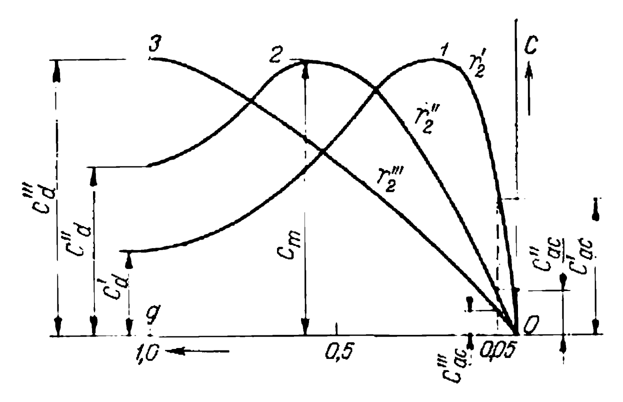


Fig. 13-6. Courbes des couples moteurs de l'enroulement de démarrage d'un moteur synchrone.

Pour obtenir un couple de démarrage élevé il faut que la résistance de la cage de démarrage soit importante et que sa capacité calorifique soit suffisante. A cette fin la cage de démarrage est faite en laiton, en bronze d'aluminium et autres alliages analogues. Vu que dans ce cas, par suite de l'importance de la résistance de la cage, on obtient un glissement élevé g_m, la valeur du couple d'accrochage diminue et le moteur accroche plus difficilement. Inversement, si la cage de démarrage est en cuivre rouge de faible résistance, le moteur fonctionnant en asynchrone à vitesse de rotation permanente a un couple de démarrage réduit et un faible glissement et la valeur du couple d'accrochage augmente. La courbe du couple asynchrone de la cage de démarrage en fonction du glissement est représentée sur la fig. 13-6: premier cas, courbe *2* et second cas, courbe *1*.

Le tableau 13-1 donne les caractéristiques des moteurs synchrones fabriqués par l'usine soviétique « Electrosila ». Ce sont des moteurs du 14[me] gabarit, à différents nombres de pôles, à tension de 3 000 V et à cos φ = 0,8 (en avance) prévus pour être lancés sous la pleine tension du réseau.

Tableau 13-1

Caractéristiques des moteurs synchrones

$2p$	4	6	8	10	12	14	16
P, kW	360	285	220	182	148	115	93
$\frac{I_d}{I_n}$	5	5,2	5,1	4,6	4,0	3,9	3,8
$\frac{C_d}{C_n}$	2	2,3	2,4	2,6	1,8	1,4	1,3
$\frac{C_{ac}}{C_n}$	0,72	0,9	0,85	0,8	0,75	0,78	0,8
$\frac{C_m}{C_n}$	2,05	2,2	2,25	2,25	2,3	2,5	2,5

Si on veut diminuer la valeur du courant de démarrage, on réduit la tension aux bornes du moteur pendant le lancement. Le courant de démarrage diminue alors proportionnellement à la tension aux bornes du moteur et la valeur du couple de démarrage diminue proportionnellement au carré de la tension (voir § 20-6).

13-7. Particularités du démarrage d'un moteur synchrone en asynchrone

Examinons plus en détail le côté physique du démarrage du moteur et son accrochage en tenant compte du fait que l'enroulement d'excitation est fermé et l'enroulement de démarrage est asymétrique par suite de la construction du rotor à pôles saillants.

a) Couple monoaxial lors du démarrage en asynchrone. Un moteur synchrone triphasé à enroulement d'excitation fermé et sans enroulement de démarrage est analogue, en ce qui concerne le démarrage, à un moteur à enroulement primaire triphasé et à enroulement secondaire monophasé. Ce dernier engendre un champ pulsatoire monophasé qui, selon la règle générale, peut être décomposé en un champ tournant direct et un champ tournant inverse par rapport au système rotorique.

Le champ pulsatoire rotorique de fréquence $f_2 = gf_1$ crée un champ qui tourne dans le sens de rotation du rotor et un autre champ qui tourne en sens inverse. La vitesse de chacun de ces champs par rapport au rotor est $n_1 - n$, où n_1 est la vitesse de rotation du champ statorique et n est la vitesse de rotation du rotor.

Le premier champ tourne par rapport à l'enroulement statorique immobile à une vitesse

$$n_d = n + (n_1 - n) = n_1,$$

c'est-à-dire que ce champ tourne au synchronisme avec le champ créé par l'enroulement statorique pour toutes les vitesses du rotor.

Le second champ tourne par rapport à l'enroulement statorique immobile à une vitesse

$$n_{\text{inv}} = n - (n_1 - n) = 2n - n_1 = 2n_1(1-g) - n_1 = n_1(1-2g).$$

Ce champ engendre dans l'enroulement statorique un courant dont la fréquence

$$f' = pn_{\text{inv}} = pn_1(1-2g) = f_1(1-2g)$$

et pour $g = 0,5$ la fréquence $f' = 0$.

De cette façon, lorsque le rotor tourne à une vitesse égale à la moitié de la vitesse du champ, un champ synchrone inverse est engendré qui est immobile par rapport à l'enroulement statorique, c'est-à-dire ayant une fréquence $f' = 0$. Mais si le rotor a une vitesse un peu inférieure à $\frac{n_1}{2}$, un courant à fréquence

$$f_2 > \frac{f_1}{2}$$

est induit dans l'enroulement rotorique et pour cette raison le champ synchrone inverse créé par ce courant tournera, par rapport à l'enroulement statorique, dans le sens opposé à celui du rotor et du champ tournant principal. Inversement, si la vitesse de rotation est un peu supérieure à $\frac{n_1}{2}$, on a $f_2 < \frac{f_1}{2}$ et le champ synchrone inverse tournera dans le sens de rotation du rotor et du champ tournant principal. Si dans les deux cas la vitesse du rotor n diffère peu de la moitié de la vitesse du synchronisme $\frac{n_1}{2}$, dans l'enroulement statorique des courants de faible fréquence seront induits, courants qui, en interaction avec le champ synchrone inverse du rotor, créeront des couples asynchrones complémentaires assez grands.

Dans le premier cas, lorsque $n < \frac{n_1}{2}$, ce couple complémentaire entraînera le moteur dans le sens de rotation du rotor et pour cette raison ce sera un couple moteur et dans le second cas, lorsque $n > \frac{n_1}{2}$, ce couple sera dirigé dans le sens opposé à celui de la rotation du rotor et sera résistant. Pour $n = \frac{n_1}{2}$ le champ synchrone inverse devient immobile par rapport à l'enroulement statorique. Les courants complémentaires ne sont pas induits dans ce dernier et les couples complémentaires disparaissent.

Le couple, créé par le champ direct de l'enroulement d'excitation, est moteur pour tous les glissements, de $g = 1$ à $g = 0$. Mais la valeur de ce couple dans le domaine de $g = 0{,}5$ diminue fortement, car le champ inverse de l'enroulement d'excitation n'est pas amorti par les courants complémentaires du stator par suite de quoi la réactance inductive résultante de l'enroulement d'excitation pour $g = 0{,}5$ est grande et les courants diminuent.

La courbe du couple moteur dû à l'enroulement d'excitation C_m qui dépend du glissement se présente sous la forme indiquée sur la

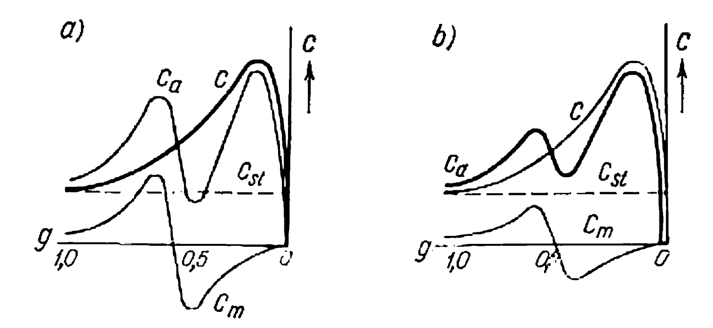


Fig. 13-7. Courbes des couples moteurs d'un moteur synchrone démarrant en asynchrone, l'enroulement d'excitation étant court-circuité (*a*) et avec une résistance (*b*).

fig. 13-7, *a*. Le rotor du moteur sans enroulement de démarrage, même lors du lancement sans charge, ne saurait pas développer une vitesse supérieure à la moitié de la vitesse de synchronisme. Ce phénomène est appelé branchement monoaxial.

Lorsque le rotor est doté d'un enroulement de démarrage et l'enroulement d'excitation est court-circuité, le phénomène de branchement monoaxial se manifeste par la déformation considérable de la courbe du couple résultant C_a (fig. 13-7, *a*). Lorsque le couple résistant statique sur l'arbre du moteur C_{st} est grand, le moteur ne peut pas développer une vitesse supérieure à la moitié de la vitesse de synchronisme. D'autre part, le lancement du moteur à enroulement d'excitation ouvert n'est pas admissible parce que de grandes F.É.M. sont induites dans l'enroulement d'excitation pouvant provoquer l'endommagement de l'isolation de cet enroulement, des bagues de frottement, etc., ainsi que présentant un danger pour le personnel de service. Pour cette raison, pendant le démarrage du moteur à grande charge (par exemple, pour $C_{st} > 0{,}35 C_n$) il faut fermer le circuit de l'enroulement d'excitation pendant le démarrage par l'intermédiaire d'une résistance additionnelle. A cette fin on peut toujours utiliser la résistance d'extinction du champ si elle existe (voir § 12-2).

Lorsqu'on introduit une résistance additionnelle dans le circuit de l'enroulement d'excitation, le courant qui y est induit diminue et l'influence du couple dû à l'enroulement d'excitation diminue également. L'expérience montre que lorsque la résistance additionnelle a une valeur 5 à 10 fois plus grande que la résistance de l'enroulement d'excitation le phénomène de branchement monoaxial s'affaiblit tellement qu'il n'y a plus aucun danger pour que le moteur reste à la vitesse $n \approx \frac{n_1}{2}$. La fig. 13-7, *b* donne les courbes des couples avec branchement d'une résistance additionnelle dans le circuit d'excitation. Le couple dû à l'enroulement d'excitation C_m diminue alors et le couple résultant C_a dans la zone dangereuse est supérieur au couple résistant sur l'arbre C_{st} et le moteur peut développer une vitesse voisine du synchronisme.

Le creux de la courbe du couple moteur (fig. 13-7) provient également de l'asymétrie de l'enroulement de démarrage d'un moteur à pôles saillants, car par suite de cette asymétrie les courants de l'enroulement de démarrage créent également un champ magnétique ayant une composante tournant en sens inverse. Mais si les barres de l'enroulement de démarrage sont fermées par des anneaux sans coupures, ce champ et l'influence de l'enroulement de démarrage sont relativement faibles.

b) Mise au synchronisme lors du démarrage en asynchrone. Examinons maintenant le phénomène de l'accrochage du moteur. Sous l'influence du couple asynchrone le moteur lors du démarrage en charge atteint environ 95 % de la vitesse de synchronisme et ensuite tourne avec un glissement $g \approx 0{,}05$ en retardant sur le champ tournant.

Supposons d'abord que le moteur ne soit pas excité par du courant continu. On peut représenter le champ magnétique sous forme d'un système de pôles des aimants permanents tournant à la vitesse de synchronisme. A l'instant où les axes des pôles saillants du rotor coïncident avec les axes des pôles du champ tournant seule leur attraction radiale a lieu et, vu qu'une machine a toujours un nombre pair de pôles, tous les efforts radiaux s'équilibrent et dans ce cas il n'y a aucun effet résultant (fig. 13-8, *a*).

Supposons maintenant que les pôles du rotor retardent un peu sur les pôles du champ tournant; de ce fait un effort non radial d'attraction entre les pôles a lieu. Cet effort peut être décomposé en composantes radiale et tangentielle (fig. 13-8, *b*). La première composante sera équilibrée et ne donnera aucun effet, tandis que la composante tangentielle, qui agit dans le sens de rotation du rotor, lui imprimera une certaine accélération complémentaire positive en augmentant ainsi sa vitesse de rotation. Si, par suite des différentes vitesses du champ tournant et du rotor, les pôles du rotor se trouvent un peu en avant des pôles du champ tournant (fig. 13-8, *c*),

en décomposant dans ce cas l'effort d'attraction entre les pôles en composantes radiale et tangentielle on obtient le résultat suivant. La composante tangentielle agira dans le sens opposé à celui de la rotation du rotor et provoquera une accélération négative qui diminuera la vitesse de rotation du rotor.

De cette façon, à la vitesse moyenne seront superposées les variations positives et négatives de la vitesse de rotation du rotor

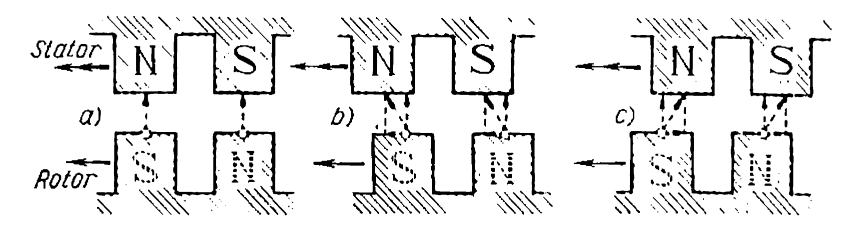


Fig. 13-8. Phénomène d'accrochage d'un moteur synchrone non excité.

provoquant les oscillations de la vitesse du rotor sous l'influence du couple de réaction engendré par suite de l'existence sur le rotor d'un système de pôles saillants (fig. 13-9, courbe *1*).

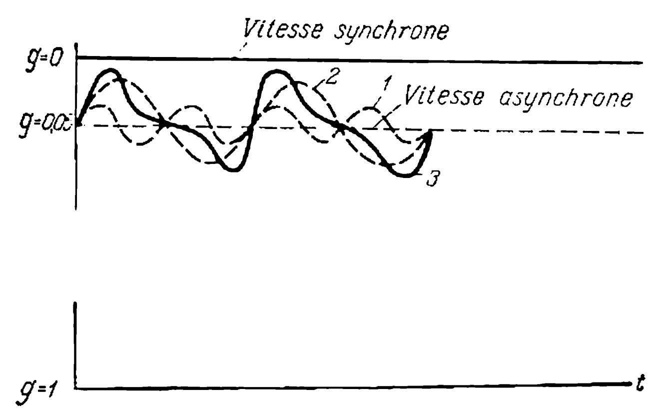


Fig. 13-9. Courbes du glissement d'un moteur synchrone en fonction du temps de démarrage lorsque l'accrochage n'a pas lieu.

Si maintenant on injecte du courant dans l'enroulement d'excitation (fig. 13-10), les pôles du rotor auront une polarité déterminée et les oscillations auront lieu de façon un peu différente. Dans ce cas, un accroissement de la vitesse se produira seulement dans le cas où les pôles en retard du rotor auront la polarité opposée par rapport aux pôles en avance du champ tournant (fig. 13-10, *a*) et pour une polarité identique de ces pôles leur répulsion se produira et la vitesse de rotation diminuera (fig. 13-10, *c*). Si les pôles du rotor sont en avan-

ce par rapport aux pôles du champ tournant, les pôles de polarité différente du champ et du rotor s'attireront et la vitesse diminuera (fig. 13-10, *b*) et si les pôles sont du même nom une répulsion aura lieu et la vitesse augmentera (fig. 13-10, *d*).

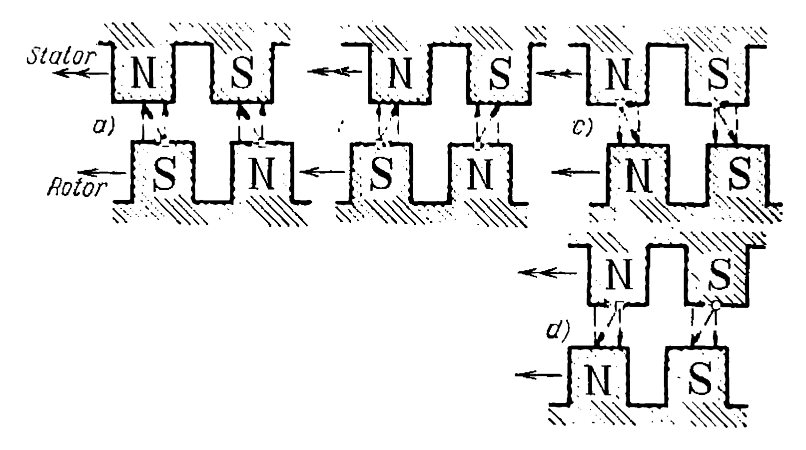


Fig. 13-10. Phénomène d'accrochage d'un moteur synchrone excité.

La périodicité du nombre d'impulsions d'accélération et de ralentissement en présence de l'excitation sera deux fois plus petite que sans excitation et pour cette raison la période des oscillations *T*

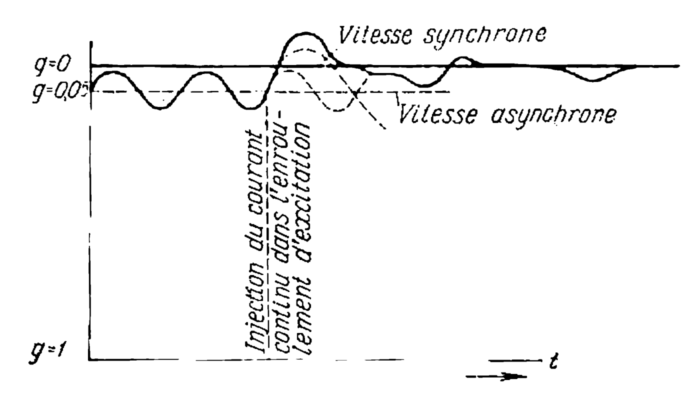


Fig. 13-11. Variation du glissement d'un moteur synchrone démarrant en asynchrone avec accrochage.

sera deux fois plus grande (fig. 13-9, courbe *3*) que dans le premier cas (fig. 13-9, courbe *1*). Par suite d'une plus grande durée et d'une plus grande force d'impulsion, l'accroissement et la diminution de la vitesse seront plus grands que dans le premier cas et pour cette raison la machine pour de telles oscillations près de la vitesse

asynchrone moyenne aura beaucoup plus de chance d'atteindre à certains moments la vitesse de synchronisme ou même de la dépasser. La courbe résultante des systèmes d'oscillation lorsqu'il s'agit de pôles saillants (fig. 13-9, courbe *2*) a une amplitude plus grande que lorsqu'il s'agit de pôles lisses et pour cette raison une machine excitée accroche plus facilement dans le premier cas que dans le second.

Si durant ces oscillations la vitesse du rotor dépasse celle de synchronisme, lors de son ralentissement et lors du passage à la vitesse de synchronisme le couple synchronisant qui maintient le moteur au synchronisme commence à agir. Dans ce cas les oscillations sont rapidement amorties (fig. 13-11). Après l'amortissement des oscillations le moteur fonctionne au synchronisme avec une stabilité accrue, car le couple maximal C_m, comme le montre le tableau 13-1, est de beaucoup supérieur au couple d'accrochage.

c) Dynamique d'accrochage d'un moteur. Examinons plus en détail la dynamique de l'accrochage du rotor d'un moteur. Nous examinerons d'abord les couples moteurs agissant sur le rotor.

Depuis l'instant de l'injection du courant d'excitation jusqu'à la fin du démarrage, le couple électromagnétique $C_{ém}$ agit. Ce couple est dû à l'interaction du flux d'excitation et du courant statorique. Il est déterminé par la formule (12-16). Il faut alors avoir en vue que le rotor tourne à une vitesse qui n'est pas celle de synchronisme et pour cette raison l'angle θ entre le vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_0$ et celui de la tension $\dot{U}$ varie de façon continue. Pour simplifier encore nous envisagerons un moteur synchrone à pôles lisses. On peut alors écrire l'expression du couple $C_{ém}$ sous la forme suivante:

$$C_{ém} = C_m \sin\theta.$$

De plus, pendant le démarrage, le rotor, vu qu'il tourne à une vitesse qui n'est pas au synchronisme avec le champ magnétique du stator, est soumis à un couple asynchrone C_a qui dépend du glissement g (voir fig. 13-7). Lorsque $g = 0$, l'angle $\theta =$ const et, inversement, plus g est grand, plus rapide est la variation de θ. Pour cette raison g est proportionnel à $d\theta/dt$ et vu que pour de faibles valeurs de g le couple C_a varie pratiquement proportionnellement à g (fig. 13-7), on peut écrire l'expression de ce couple sous la forme suivante:

$$C_a = K_a \frac{d\theta}{dt}.$$

Sur le rotor agit également un couple résistant statique de la machine entraînée C_0 qui généralement dépend de la vitesse de rotation, mais dans le cas considéré peut être admis comme étant constant, car depuis l'instant de l'injection du courant d'excitation ($g \approx 0,05$) la vitesse du moteur varie très peu.

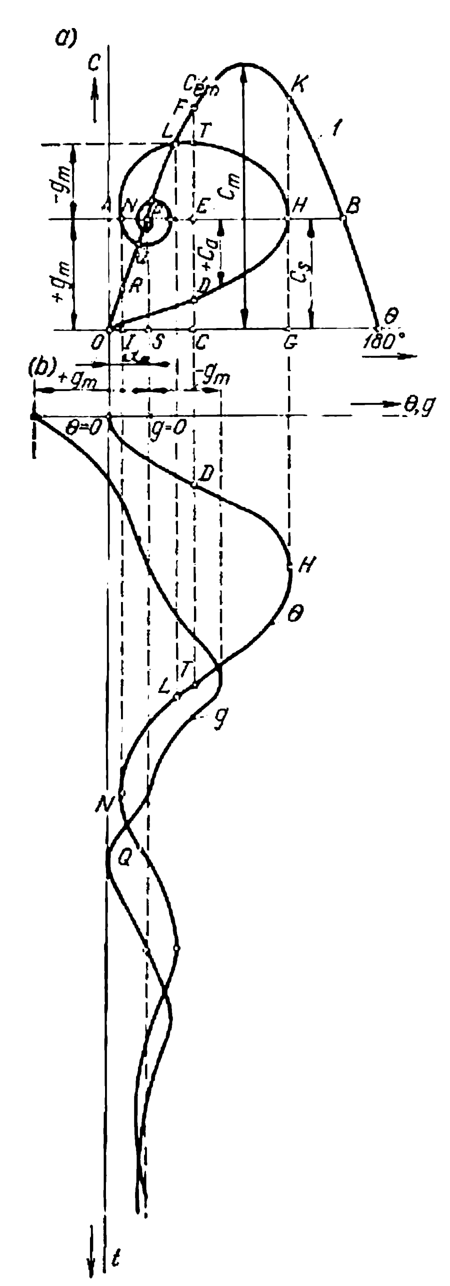


Fig. 13-12. Accrochage d'un moteur synchrone avec charge modérée sur l'arbre.

La grandeur

$$C_j = C_{ém} + C_a - C_0$$

représente le couple excédentaire ou dynamique. Elle conditionne le changement de vitesse du rotor et est proportionnelle à l'accélération de celui-ci ou à $d^2\theta/dt^2$.

Examinons maintenant le processus d'accrochage du moteur à l'aide de la fig. 13-12.

La courbe du couple $C_{ém} = C_m \sin\theta$ (fig. 13-12, *a*) est représentée par la sinusoïde *1*. Si le couple statique $C_{st} = \text{const} = OA$, on peut le représenter par la droite AB parallèle à l'axe des abscisses. Nous adopterons comme axe cette droite en bas de laquelle nous tracerons les couples asynchrones positifs C_a et en haut de laquelle nous tracerons les couples asynchrones négatifs.

Supposons qu'avant l'injection du courant continu dans l'enroulement d'excitation le moteur ait un certain glissement constant g et développe un couple asynchrone constant C_a qui équilibre le couple résistant statique sur l'arbre $C_{st} = OA$. L'injection du courant continu peut avoir lieu à l'instant $t = 0$ qui correspond à une position instantanée quelconque du rotor par rapport à l'axe du flux résultant. Pour simplifier les raisonnements, examinons l'instant le plus favorable d'injection du courant lorsque les axes indiqués coïncident pour $\theta = 0$. Dans ces conditions pour $t=0$ le couple électromagnétique $C_{ém} = C_m \sin\theta = 0$ et le rotor du moteur à l'instant initial ne reçoit pas d'accélération. Mais ensuite, vu

que le moteur ne tourne pas au synchronisme mais avec un certain glissement $g \neq 0$, aux instants suivants le rotor commence à retarder progressivement sur le flux résultant Φ_δ et l'angle θ croît en rapport, ce qui provoque l'apparition d'un couple électromagnétique $C_{ém} > > 0$. Par exemple, lorsque l'angle $\theta = OC$ le couple $C_{ém} = CF$. Le couple électromagnétique augmenté provoque un accroissement de la vitesse du moteur, ce qui fait diminuer le glissement et par conséquent le couple asynchrone. Pour cette raison le couple C_a, qui pour $\theta = 0$ avait une valeur AO, maintenant, pour $\theta = OC$, sera égal à $ED < AO$. Le couple excédentaire apparu $C_j = FD = = C_{ém} + C_a - C_{st} = CF + ED - CE$ imprime au rotor une accélération et le glissement g diminuera encore davantage.

Ce phénomène se poursuivra jusqu'à l'instant où le moteur atteindra sa vitesse de synchronisme au point H pour $\theta = OG$ où le couple électromagnétique $C_{ém} = GK$, le couple asynchrone $C_a = 0$ et $C_j = HK$. Vu que le couple excédentaire HK en ce point aussi reste positif, il continue à agir sur le rotor en l'accélérant et pour cette raison sa vitesse dépassera la vitesse de synchronisme et le rotor commencera à tourner plus vite que le flux résultant Φ_δ. Pour cette raison l'angle θ commencera à diminuer et le glissement g et le couple asynchrone deviendront négatifs. Le couple générateur asynchrone commencera à freiner le rotor.

Lorsque le rotor revient dans une position pour laquelle l'angle θ est de nouveau égal à OC, le couple électromagnétique $C_{ém}$ sera égal à CF, le couple asynchrone C_a sera égal à ET et le couple excédentaire $C_j = FT$, égal à $C_j = CF - ET - CE = FT$, agit encore en accélérant le rotor jusqu'à l'instant où au point L sur la courbe du couple électromagnétique pour l'angle $\theta = OS$ interviendra l'équilibre des couples et le couple excédentaire deviendra nul. Mais en ce point, vu que le rotor a un certain glissement négatif, l'angle continuera à diminuer jusqu'à l'instant où au point N le rotor n'atteindra de nouveau sa vitesse de synchronisme. Il est évident qu'en ce point le couple asynchrone s'annulera de nouveau, mais vu que maintenant le couple électromagnétique devient égal à IR, c'est-à-dire devient inférieur au couple statique C'_{st}, la différence de couple NR, en agissant en frein, commencera de nouveau à augmenter l'angle θ jusqu'à l'instant où au point Q aura lieu l'équilibre des couples.

En répétant les raisonnements de façon analogue, on peut obtenir une courbe en spirale $ODHTLNQ$ (fig. 13-12) qui s'achève au point P où on obtient l'équilibre entre le couple électromagnétique et le couple statique mais à la vitesse de synchronisme et pour un couple asynchrone $C_a = 0$. Le processus de démarrage et d'accrochage s'achève et le moteur tourne au synchronisme avec le flux résultant Φ_δ. La fig. 13-12,*b* donne l'angle θ et le glissement g en fonction du temps t et sur la courbe de g on a marqué les points D, H, T . . . qui correspondent aux points de la spirale (fig. 13-12,*a*).

Lorsque le couple statique augmente, le glissement avec lequel fonctionne un moteur non excité est plus grand. Pour cette raison, lorsque l'excitation est injectée à l'instant le plus favorable $\theta = 0$, le moteur aura un glissement négatif plus petit en prenant de la vitesse suivant la courbe *ODHLN* (fig. 13-13). Si l'excitation est injectée avec une certaine avance, par exemple pour un angle $\theta = -60°$, à l'instant initial le couple électromagnétique $C_{ém}$ a un signe contraire et aussi le glissement augmentera d'abord et le moteur en prenant de la vitesse suivant la courbe *O'E'C'H'L'* (fig. 13-13) n'atteindra pas la vitesse de synchronisme et subira des oscillations en régime asynchrone suivant la courbe représentée sur la fig. 13-19 (courbe *3*).

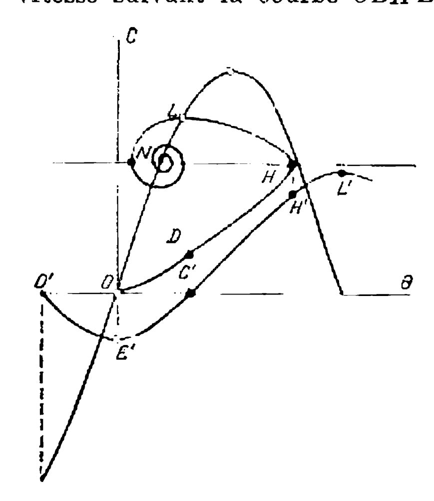


Fig. 13-13. Accrochage d'un moteur synchrone avec une grande charge sur l'arbre.

13-8. Modes de démarrage en asynchrone

La principale méthode actuelle de démarrage des moteurs synchrones est celle du démarrage en asynchrone. Les moteurs à pôles saillants fabriqués en grande série sont dotés d'un enroulement de démarrage monté sur le rotor et sont prévus pour démarrer directement sous la pleine tension du réseau. Le démarrage direct est réalisé partout où cela est possible du point de vue de l'action des courants de démarrage sur le réseau et de la chute de tension dans ce dernier ainsi que du point de vue de l'échauffement du moteur lors du lancement. Dans la majorité des cas, les moteurs de plusieurs centaines de kilowatts et souvent les moteurs de mille kilowatts et même plus sont lancés sous la pleine tension du réseau.

Vu la tendance générale de simplifier de plus en plus le démarrage des moteurs synchrones, on utilise de plus en plus en U.R.S.S. le démarrage par autosynchronisation avec excitatrice branchée, calée sur le même arbre ou lancée simultanément lorsqu'elle est située séparément. L'expérience montre que pour un couple résistant statique sur l'arbre dont la valeur $C_{st} = (0{,}25$ à $0{,}35)\ C_n$ l'effet monoaxial n'empêche pas le démarrage normal. Dans ce cas, lors du démarrage, l'enroulement d'excitation est connecté directement à l'induit de l'excitatrice qui pendant le démarrage s'excite d'elle-même et assure la mise au synchronisme à la fin du démarrage. Lors du démarrage à grande charge, l'enroulement d'excitation du moteur synchrone est fermé sur une résistance ohmique (si la résistance

d'extinction du champ est prévue, elle est utilisée comme indiqué au § 12-2); lorsque la vitesse subsynchrone est atteinte, l'enroulement d'excitation est connecté à l'induit de l'excitatrice.

Lorsqu'il est nécessaire de réduire la tension appliquée au moteur pendant le démarrage, on utilise le démarrage à l'aide d'une bobine de réactance ou d'un autotransformateur qu'on insère entre le réseau et le moteur. Les moteurs synchrones à pôles lisses à rotor massif sont utilisés seulement pour les grandes vitesses de rotation (3 000 tours par minute) et ces moteurs n'ont pas besoin d'un enroulement amortisseur spécial car le rotor massif joue le rôle de cet enroulement.

Le démarrage en asynchrone des moteurs à pôles lisses à rotor massif a lieu dans des conditions plus difficiles, car les courants induits dans le rotor circulent dans une fine couche superficielle de ce dernier en provoquant des échauffements locaux élevés. Pour cette raison, en lançant les moteurs à pôles lisses on a souvent recours à la baisse de la tension avec accroissement correspondant de la durée du démarrage, car dans ces conditions la température du rotor devient plus uniforme.

Comme le montre le tableau 13-1, le rapport du courant de démarrage au courant nominal I_d/I_n lors du démarrage direct est de 4 à 5, comme dans un moteur asynchrone. Au cas où on n'aurait pas besoin d'un grand couple de démarrage, ce rapport peut être réduit par emploi de dispositifs de démarrage réduisant la tension aux bornes du moteur lors du lancement. On emploie alors un autotransformateur, une bobine de réactance ou les deux simultanément.

Le *démarrage à l'aide d'un autotransformateur* est réalisé suivant le schéma indiqué sur la fig. 13-14. Dans ce cas on ferme d'abord les interrupteurs *1* et *3* et le commutateur *2* est mis dans la position *a*; lorsque le moteur atteint une vitesse voisine de celle de synchronisme le commutateur *2* est mis dans la position *b*, on branche le circuit d'excitation et on ouvre l'interrupteur *3*.

La résistance R sur le schéma de la fig. 13-14 est branchée dans le circuit d'excitation lors du démarrage en asynchrone, l'excitatrice étant débranchée. Elle limite la manifestation de l'effet monoaxial.

Désignons par I_d la valeur du courant de démarrage du moteur lors de son branchement direct sur le réseau et par I_{dau} le courant de démarrage lors de l'utilisation d'un autotransformateur. Désignons aussi par I_{dr} le courant de démarrage traversant l'enroulement primaire de l'autotransformateur.

Lors du démarrage direct les courants du moteur et du réseau seront les mêmes, car la tension du moteur U_m est égale à la tension du réseau U_r:

$$I_d = \frac{U_r}{z_k},$$

où z_k est l'impédance du moteur lors du démarrage.

Lors du démarrage par l'intermédiaire d'un autotransformateur, dont la tension secondaire est U_m, on a :

$$I_{dau} = \frac{U_m}{z_k} = I_d \frac{U_m}{U_r}.$$

Pour déterminer le courant de démarrage pris au réseau on peut partir de l'égalité des puissances des circuits primaire et secondaire

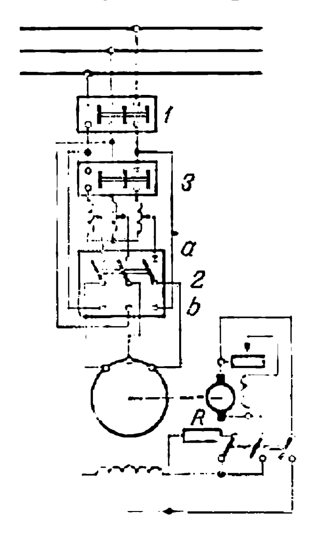


Fig. 13-14. Mise en marche d'un moteur synchrone à l'aide d'un autotransformateur.

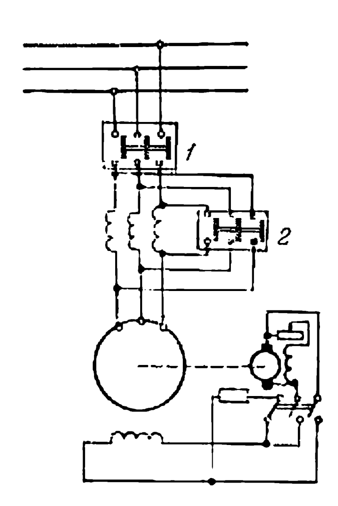


Fig. 13-15. Mise en marche d'un moteur synchrone à l'aide d'une bobine de réactance.

de l'autotransformateur en négligeant la chute de tension et les pertes dans celui-ci:

$$I_{dr} U_r \approx I_{dau} U_m,$$

d'où

$$I_{dr} \approx I_{dau} \frac{U_m}{U_r} = I_d \left(\frac{U_m}{U_r}\right)^2.$$

Le couple moteur lors du démarrage par l'intermédiaire d'un autotransformateur C_{dau} diminue proportionnellement au carré de la tension appliquée.

Le courant du moteur ainsi que son flux magnétique diminuent proportionnellement à la tension et on a donc:

$$C_{dau} = C_d \left(\frac{U_m}{U_r}\right)^2.$$

Donc pour le démarrage à l'aide d'un autotransformateur le couple de démarrage du moteur et le courant de démarrage du réseau diminuent proportionnellement au carré de la tension (U_m/U_r)

et le courant de démarrage dans le moteur même diminue proportionnellement à la tension.

Lors du *démarrage par l'intermédiaire d'une bobine de réactance* (fig. 13-15), la tension aux bornes du moteur U_m diminue par suite de la chute de tension dans la bobine et le courant de démarrage du moteur

$$I_{dau} = I_d \frac{U_m}{U_r}.$$

Vu que par le moteur et la bobine de réactance passe le même courant, on a:

$$I_{dr} = I_{dau} = I_d \frac{U_m}{U_r}.$$

Le couple de démarrage du moteur diminue proportionnellement à U_m^2 et pour cette raison

$$C_{dau} = C_d \left(\frac{U_m}{U_r}\right)^2.$$

Ainsi lors du démarrage à l'aide d'une bobine de réactance, le couple de démarrage diminue proportionnellement au carré de la tension $(U_m/U_r)^2$, le courant de démarrage du moteur diminue proportionnellement à U_m/U_r, mais le courant de démarrage pris au réseau diminue également proportionnellement à U_m/U_r et non pas proportionnellement à $(U_m/U_r)^2$, comme dans le cas de mise en marche par l'intermédiaire d'un autotransformateur.

La mise en marche d'un moteur synchrone à l'aide d'une bobine de réactance est plus simple et meilleur marché mais provoque de grands appels de courant du réseau.

Le *démarrage d'un moteur synchrone suivant un schéma combiné* (fig. 13-16) est utilisé dans le cas des moteurs puissants travaillant dans des conditions pénibles. La fig. 13-16 représente le schéma d'un moteur réversible. Suivant ce schéma le lancement du moteur synchrone a lieu en deux temps. Durant le premier temps on utilise un autotransformateur et durant le second on emploie une bobine de réactance. Lors de la mise en marche suivant ce schéma l'ordre des opérations est le suivant: d'abord on ferme par l'interrupteur *4* le point neutre de l'autotransformateur, ensuite on ferme l'interrupteur *1* et l'un des interrupteurs *2* ou *3*, selon le sens de rotation requis (l'interrupteur *2* intervertit deux phases extrêmes en comparaison avec l'interrupteur *3*). Dans ce cas, le moteur reçoit par l'autotransformateur environ 30 % de la tension nominale. Pendant le temps de démarrage les contacteurs K_1, K_2, K_3 et K_4 dans le circuit d'excitation sont ouverts et pour cette raison l'enroulement d'excitation est fermé sur les deux résistances R_1 et R_2 qui, dans ce cas, jouent le rôle de résistances de limitation de courant. Lorsque le moteur atteint 50 à 75 % de sa vitesse de synchronisme, un relais de fréquence spécial ouvre le point neutre de l'autotransformateur à l'aide de l'interrupteur *4* et l'autotransformateur commence à fonctionner

comme une bobine de réactance permettant d'appliquer au moteur une tension d'environ 70 % de la tension nominale. Par ce schéma le moteur développe une vitesse égale à 95 % de la vitesse de synchronisme et ensuite un relais de fréquence spécial inséré dans le circuit d'excitation du moteur ferme les contacteurs K_3 et K_4 qui shuntent une partie de la résistance R_2 et les contacteurs K_1 et K_2 qui injectent le courant continu dans le circuit d'excitation. Il en résulte que le moteur reçoit une excitation plus grande que celle prévue pour le régime nominal et accroche. Ensuite, l'interrupteur *5*, appliquant au moteur la pleine tension du réseau, se ferme et le contacteur K_4 s'ouvre. Il en résulte un accroissement de la résistance du circuit d'excitation et le courant d'excitation correspondant au régime nominal est établi.

La fig. 13-17 représente la courbe de variation du courant d'un

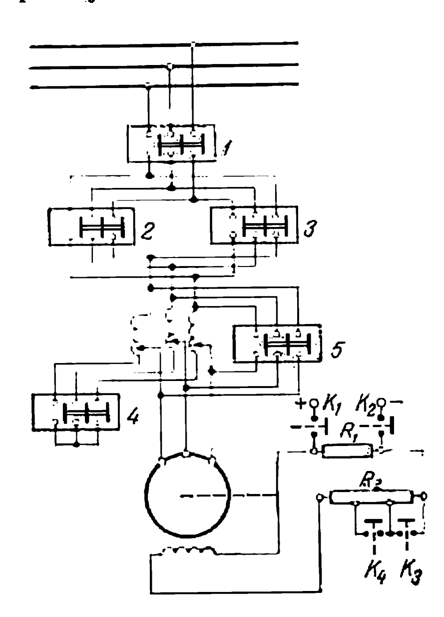


Fig. 13-16. Schéma de démarrage à échelons multiples d'un puissant moteur synchrone à l'aide d'un autotransformateur.

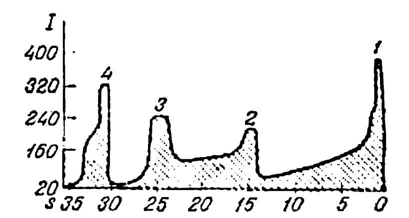


Fig. 13-17. Courbe de variation du courant statorique d'un moteur synchrone de 3 000 kW, 83,7 tr/mn démarrant selon le schéma de la fig. 13-16.

moteur synchrone de 3 000 kW, 83,7 tr/mn prélevée par un appareil enregistreur lors de l'utilisation du mode de démarrage examiné. Le premier appel de courant *1* correspond au branchement par l'intermédiaire du transformateur sur $0{,}32U_r$, le deuxième appel de courant *2* correspond au branchement sur $0{,}7U_r$, le troisième appel *3* correspond au branchement par les contacteurs K_1 et K_2 du courant d'excitation et le quatrième appel de courant *4* correspond à la commutation à la pleine tension du réseau. D'après ce schéma, seul l'interrupteur *1* doit être prévu pour le pouvoir de coupure total. On peut se passer de l'interrupteur *1* mais dans ce cas les interrupteurs *2* et *3* doivent être choisis pour un pouvoir de coupure total. Pour les moteurs non réversibles on n'a pas besoin des interrupteurs *2* et *3*. L'avantage du démarrage suivant le schéma combiné par rap-

port au démarrage indiqué sur le schéma de la fig. 13-14 consiste en ce que le passage d'un échelon de tension à l'autre se fait sans coupure du courant, ce qui est important pour les moteurs puissants.

Exemple 13-1.

Chercher les inductances et les résistances des enroulements d'un moteur synchrone triphasé dont voici les caractéristiques: $2p = 6$; $P_n = 225$ kW; $S = 310$ kVA; $I_n = 59{,}5$ A; $\cos\varphi = 0{,}8$ (en avance); $U = 3\,000$ V; $\eta = 0{,}91$; $\alpha = 0{,}722$.

Le stator du moteur présente des données analogues à celles du moteur asynchrone triphasé de l'exemple 5-1: $D_a = 730$ mm; $D_i = 525$ mm; $l_0 = 364$ mm; $n_c \times b_c = 6 \times 10 = 60$ mm; $l = 364 - {}^1/_2 \cdot 60 = 334$ mm; $q_1 = 5$; $Z_1 = 90$;

$$k_{b1} = 0{,}957 \cdot 0{,}951 = 0{,}91\,; \quad \delta = 2{,}6 \text{ mm}\,; \quad \Sigma\lambda_1 = 3{,}59.$$

Le nombre de conducteurs par encoche $7 \times 2 = 14$, le nombre de spires par phase :

$$w_1 = \frac{90 \times 14}{2 \cdot 3} = 210.$$

L'inductance de l'enroulement statorique

$$x_1 = 4\pi \cdot 50 \cdot 1{,}26 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{33{,}4 \cdot 210^2}{3 \cdot 5} \cdot 3{,}59 = 2{,}78 \text{ ohms.}$$

$$\tau = 276 \text{ mm},$$

$$A = \frac{I_n w_1 2m}{\pi D_i} = \frac{59{,}5 \cdot 210 \cdot 6}{\pi \cdot 52{,}5} = 433 \text{ A/cm},$$

$$B_{\delta 1} = \frac{U_s p}{4{,}44 f \cdot D_i l w_1 k_{b1}} = \frac{1730 \cdot 3}{4{,}44 \cdot 50 \cdot 0{,}525 \cdot 0{,}334 \cdot 210 \cdot 0{,}91} = 0{,}7 \text{ T} = 7\,000 \text{ Gs},$$

$$z_n = \frac{U_s}{I_n} = \frac{1730}{59{,}5} = 29{,}1 \text{ ohms.}$$

D'après la formule (8-28)

$$x_{ad} = 2mf\,\frac{\mu_0 D_i l w_1^2 k_{b1}^2}{k_\delta \cdot k_\mu \cdot \delta \cdot p^2}\, k_d =$$

$$= 2 \cdot 3 \cdot 50 \cdot \frac{1{,}26 \cdot 10^{-8} \cdot 52{,}5 \cdot 33{,}4 \cdot 210^2 \cdot 0{,}91^2}{1{,}25 \cdot 1{,}11 \cdot 0{,}26 \cdot 3^2} \cdot 0{,}9 = 66 \text{ ohms},$$

$$k_\delta = 1{,}25\,; \quad k_\mu = 1{,}11,$$

$$\frac{\delta}{\tau} = \frac{2{,}6}{276} = 0{,}0098 \approx 0{,}01\,; \quad \frac{\delta_{max}}{\delta} = 1{,}5.$$

D'après les courbes des fig. 8-8 et 8-11 pour $\alpha = 0{,}722$:

$$k_d = 0{,}9\,; \quad k_q = 0{,}44\,;$$

$$k_{ad} = 0{,}83\,; \quad k_{aq} = 0{,}45.$$

$$x_{aq} = x_{ad}\,\frac{k_q}{k_d} = 66 \cdot \frac{0{,}44}{0{,}9} = 32{,}2 \text{ ohms.}$$

$$\underline{x}_{ad} = \frac{x_{ad}}{z_n} = \frac{66}{29{,}1} = 2{,}28\,;$$

$$\underline{x}_{aq} = \frac{x_{aq}}{z_n} = \frac{32{,}2}{29{,}1} = 1{,}1.$$

D'après la formule (5-28) :

$$\lambda_{excs} = 2 \cdot \left[\frac{h_{m1}}{3c_{m1}} + \frac{h_{m2}}{c_{m2}} + \frac{h_{pm}}{c_p} + \frac{(l_p - l_0) + 0{,}5h_m + 0{,}125b_m}{2l_p} \right];$$

$$h_{m1} = 70 \text{ mm}; \quad h_{m2} = 8 \text{ mm}; \quad h_{pm} = 12 \text{ mm};$$

$$c_{m1} = 90 \text{ mm}; \quad c_{m2} = 140 \text{ mm};$$

$$c_p = 70 \text{ mm}; \quad (l_p - l_0) = 374 - 364 = 10 \text{ mm},$$

$$b_m = 114 \text{ mm};$$

$$\lambda_{excs} = 1{,}13.$$

D'après la formule (11-11b) :

$$\underline{x}_{excs} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \cdot \left(\frac{433}{\sqrt{2}} \cdot \frac{0{,}91}{7\,000}\right) \cdot 0{,}83^2 \cdot 2 \cdot 1{,}13 + \left(\frac{4}{\pi} \cdot 0{,}83 \cdot 1{,}0 - 1\right) \cdot 2{,}28 =$$

$$= 0{,}101 + 0{,}129 = 0{,}23.$$

$$x_{excs} = 0{,}23 \cdot 29{,}1 = 6{,}7 \text{ ohms}.$$

D'après la formule (11-12) :

$$\underline{x}_{ds} = 8 \cdot 1{,}26 \cdot \left(\frac{433 \cdot 0{,}91}{\sqrt{2} \cdot 7\,000}\right) \cdot \frac{1}{6} \cdot 1{,}91 = 0{,}135,$$

où

$$\lambda_d = 1{,}91.$$

$$x_{ds} = 0{,}135 \cdot 29{,}1 = 3{,}93 \text{ ohms};$$

$$\underline{x}_{qs} = 0{,}75 \cdot \underline{x}_{ds} = 0{,}75 \cdot 0{,}106 = 0{,}0795;$$

$$x_{qs} = 0{,}0795 \cdot 29{,}1 = 2{,}31 \text{ ohms}.$$

La résistance ohmique d'une phase de l'enroulement statorique à 75 °C :

$$r_1 = 0{,}61 \cdot 1{,}24 = 0{,}755 \text{ ohm}.$$

La résistance ohmique de l'enroulement d'excitation à 75 °C ayant par pôle un nombre de spires $w_s = 42{,}5$ à section $q_s = 36{,}2$ mm² et à longueur d'une spire $l_s = 1103$ mm est pour $2p = 6$:

$$r_{exc\ 75\ °C} = 0{,}0217 \cdot \frac{42{,}5 \cdot 6 \cdot 1{,}103}{36{,}2} = 0{,}166 \text{ ohm}.$$

La résistance de décharge est choisie de façon à être égale à 10 fois la valeur de la résistance de l'enroulement d'excitation et on a donc :

$$r_d = 0{,}166 \cdot (1 + 10) = 1{,}82 \text{ ohm}.$$

La résistance ohmique de l'enroulement d'excitation ramenée au système du stator d'après la formule (8-42) :

$$r'_{exc} = r_d \cdot k_{excs} = r_d \cdot \frac{2m}{\pi^2} \cdot \frac{w_1^2 k_{b1}^2}{p^2 w_{exc}^2} \cdot k_{ad}^2 =$$

$$= 1{,}82 \cdot 2 \cdot 3 \left(\frac{210 \cdot 0{,}91 \cdot 0{,}83}{\pi \cdot 3 \cdot 42{,}5}\right)^2 = 1{,}56 \text{ ohm}.$$

13-9. Compensateur synchrone

Un moteur synchrone marchant sans charge et absorbant un courant réactif en avance ou en retard par rapport à la tension du réseau est appelé compensateur synchrone. Cette machine est utilisée pour améliorer le cos φ et pour régler la tension des lignes de transport et des réseaux.

Pour améliorer le facteur de puissance, le compensateur synchrone fonctionne en régime surexcité et prend du réseau un courant capacitif qui compense le courant en retard des moteurs asynchrones et des transformateurs. Cela permet de décharger les lignes d'alimentation des courants inductifs qui sont en retard, ce qui diminue les pertes dans le réseau et améliore l'utilisation des alternateurs des centrales électriques.

Lorsqu'on transmet l'énergie par de très longues lignes, il est difficile de maintenir constante la tension aux extrémités réceptrices dans différentes parties du réseau. En cas de grandes charges inductives, la tension aux bornes des récepteurs est de beaucoup inférieure à la tension fournie par les alternateurs; inversement, pour de faibles charges, sous l'influence des réactances capacitives des lignes la tension aux bornes des récepteurs peut être même plus élevée que celle fournie par les alternateurs. Un compensateur synchrone travaillant à grande charge en régime surexcité et à faible charge en régime sous-excité permet de maintenir constante la tension aux extrémités réceptrices des lignes de distribution. Pour maintenir une tension constante on utilise des régulateurs de tension rapides agissant sur le courant d'excitation du compensateur. La valeur possible du courant maximal en avance ou en retard peut être déterminée d'après la caractéristique de la marche à vide du compensateur et d'après les données du triangle de court-circuit (fig. 13-18). Le courant maximal en retard possible I_{Ln} absorbé par le compensateur est obtenu lorsque le courant d'excitation de ce dernier est nul. Dans ce cas, le triangle occupe la position $a_1b_1c_1$ au-dessus de la caractéristique à vide. En régime surexcité le triangle occupe la position $a_2b_2c_2$ au-dessous de la caractéristique à vide. Dans ce cas, la valeur maximale du courant réactif I_{Cn} peut être plus grande qu'en régime sous-excité, car sa valeur sera limitée seulement par l'échauffement des parties actives du compensateur. Vu que le courant d'excitation est plus grand avec le courant en avance pris au réseau qu'avec le courant en retard, les conditions d'échauffement du compensateur sont plus pénibles lorsque le courant est en avance. Pour cette raison on admet comme puissance nominale d'un compensateur la puissance pour le régime de surexcitation.

Il résulte de la fig. 13-18 que:

$$\frac{I_{Cn}}{I_{Ln}} = \frac{a_2c_2}{a_1c_1} = \frac{b_2c_2}{b_1c_1} \approx \frac{c_2H}{Hc_1} = \frac{i_{excm} - i_{exc0}}{i_{exc0}} .$$

Vu que pour $i_{exc} = 0$ $E_0 = 0$, on a :

$$U_n = x_d I_{Ln},$$

où x_d est la réactance synchrone suivant l'axe longitudinal.

Des relations indiquées on trouve :

$$I_{Ln} = \frac{U_n}{x_d};$$

$$I_{Cn} = \frac{U_n}{x_d}\left(\frac{i_{excm}}{i_{exc0}} - 1\right) = \frac{U_n}{x_d}(\vartheta_n - 1),$$

où $\vartheta_n = \frac{i_{excm}}{i_{exc0}}$ représente le rapport du courant d'excitation maximal au courant d'excitation pour lequel le courant statorique est minimal.

On a donc :

$$I_{Cn} + I_{Ln} = U_n \frac{\vartheta_n}{x_d}.$$

Généralement, dans un compensateur synchrone on a :

$$\frac{I_{Ln}}{I_{Cn}} = \gamma_n = 0,5$$

et par conséquent :

$$I_{Cn} + I_{Ln} = U_n \frac{\vartheta_n}{x_d} = 1,5 I_{Cn}.$$

Si, par suite des conditions de fonctionnement de la ligne de transport d'énergie électrique, il faut avoir $\gamma_n > 0,5$, il est indispensable

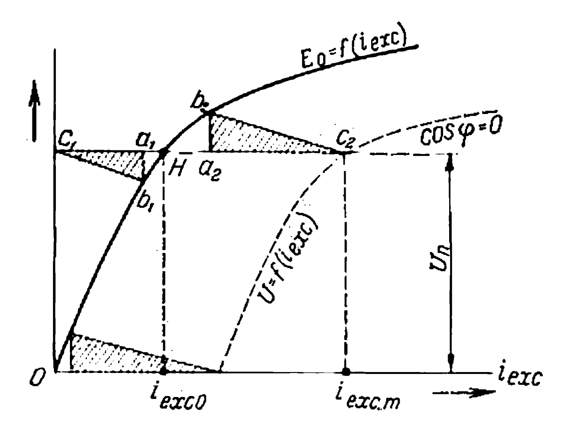


Fig. 13-18. Détermination des valeurs maximales du courant en avance et en retard d'un compensateur synchrone.

de réduire x_d, ce qui peut être obtenu par l'accroissement de l'entrefer. Mais cette dernière condition influe sur ϑ_n presque de la même façon que sur x_d et par conséquent le rapport ϑ_n/x_d lors de l'accrois-

sement de l'entrefer reste presque invariable, c'est-à-dire que:

$$I_{Cn}+I_{Ln}=U_n\frac{\vartheta_n}{x_d}\approx \text{const.}$$

L'accroissement de γ_n par variation de l'entrefer (pour la même F.M.M. maximale possible de l'enroulement d'excitation) a pour conséquence la diminution de I_{Cn}, c'est-à-dire une diminution de l'utilisation du compensateur. D'autre part, la diminution de γ_n au-dessous de 0,5 conduit à l'accroissement des pertes superficielles dans les pièces polaires du compensateur. De cette façon, la valeur de $\gamma_n = 0,5$ est la plus avantageuse du point de vue des pertes et du point de vue du coût du compensateur. De tels compensateurs sont appelés compensateurs standard.

Vu que la courbe des conditions optimales en fonction de γ_n est à pente douce, il est possible, en tenant compte des besoins des réseaux électriques, de construire des compensateurs à $\gamma_n = 0,6$ presque sans augmenter leur coût. Pour une série de compensateurs synchrones mis au point en U.R.S.S. la valeur de γ_n est comprise entre 0,5 et 0,66.

Si en utilisant des compensateurs standard $\left(\gamma_n = \frac{I_{Ln}}{I_{Cn}} = 0,5\right)$ on veut obtenir pour la valeur donnée du courant en avance I_{Cn} une valeur des courants en retard $I_n > I_{Ln} = \gamma_n I_{Cn} = 0,5 I_{Cn}$, nous devons utiliser un compensateur k fois plus grand que sa puissance et son coefficient d'utilisation sera:

$$k=\frac{I_{Ln}}{I_L}=\frac{I_{Ln}\,I_{Cn}}{I_{Cn}\,I_L}=\frac{\gamma}{\gamma_n},$$

où $\gamma = \frac{I_L}{I_{Cn}}$ est le rapport désiré des courants en retard et en avance.

Le coefficient d'utilisation k des compensateurs standard pour différents γ est indiqué dans le tableau 13-2.

Tableau 13-2

Coefficient d'utilisation des compensateurs

γ	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
k	1,0	0,833	0,715	0,625	0,555	0,500

Il est évident que pour de faibles valeurs de k l'utilisation des compensateurs standard pour $\gamma > 0,5$ n'est pas rationnelle.

A l'heure actuelle on commence à abandonner l'emploi des compensateurs synchrones pour le réglage de la tension dans le réseau, car lorsque la tension du réseau augmente on est obligé de sous-exciter le compensateur, ce qui diminue le facteur de puissan-

Tableau 13-3

Données techniques des principales machines d'une série de compensateurs synchrones de fabrication soviétique de 50 Hz

Type	Puissance nominale à courant en avance, MVA	Puissance nominale à courant en retard, MVA	Pertes totales pour le courant nominal en avance, %	Poids, t		Puissance nominale de l'excitatrice, kW	Débit de l'air de refroidissement, m³/s	Tension de l'autotransformateur en % de la tension nominale	Courant de démarrage du compensateur synchrone en % du courant nominal
				du rotor	total				
Tensions nominales de 6,3 à 6,6 kV									
CKO-4-2500	2,5	1,25	3,7	4,5	12	20,0	5	30	120
CKO-6-5000	5,0	3,00	3,0	8,0	22	39,0	10	27	108
CK3-8-10 000	10,0	6,50	2,3	15,5	38	65,5	17	27	108
CK3-10-25 000	25,0	16,00	2,2	38,0	83	131,0	28	24	120
Tensions nominales de 11 kV									
CK3-8-9000	9,0	6,0	2,5	15,5	38	65,5	17	27	108
CK3-10-25 000	25,0	16,0	2,3	38,0	83	131,0	28	24	120
CK3-12-50 000	50,0	32,0	1,9	98,0	171,4	196,5	53,5	24	120
KCB-11-75 000 *	75,0	30,0	1,4	95,0	243,0	350,0	—	—	150

* Refroidissement à l'hydrogène à la pression manométrique de 0,5 atm voir aussi le tableau 1-2).

ce du réseau, et on préfère les transformateurs permettant de réaliser la régulation de la tension sous charge.

Dans les usines absorbant un grand courant inductif il est souvent avantageux d'utiliser des moteurs synchrones surexcités.

Pour la mise en marche des compensateurs synchrones on utilise les mêmes méthodes que pour les moteurs synchrones. La mise en marche d'un compensateur a lieu dans des conditions plus faciles que celles d'un moteur synchrone vu l'absence d'une charge mécanique. Pour faciliter le démarrage et diminuer les courants de démarrage des puissants compensateurs synchrones on les dote généralement de pompes à huile à l'aide desquelles, avant la mise en marche, on refoule l'huile dans les paliers. Les courants de démarrage, en fonction des exigences du réseau, sont généralement compris entre 30 et 100 % du courant nominal I_n et peuvent être réduits jusqu'à $0,2I_n$ lors du refoulement de l'huile dans les paliers. La durée de démarrage est généralement comprise entre 40 et 90 secondes. Le compensateur synchrone, vu la faible valeur de l'entrefer, est une machine synchrone relativement bon marché, à faible valeur de pertes qui sont, par rapport à la puissance apparente nominale, de:

1,5 %	pour	75	MVA	avec	un	poids	de	3,24	kg/kVA
2,0 %	»	50	»	»	»	»	»	3,4	»
2,5 %	»	25	»	»	»	»	»	3,3	»
3,0 %	»	5	»	»	»	»	»	4,4	»

A l'heure actuelle les compensateurs synchrones très puissants sont refroidis à l'hydrogène et sont installés à l'extérieur.

Les données techniques des compensateurs synchrones de fabrication soviétique sont indiquées dans le tableau 13-3.

On pourra voir les photos du rotor, du stator et de la vue d'ensemble d'un compensateur synchrone de 60 MVA sur les fig. 1-14, 1-15 et 1-16.

Chapitre XIV

RÉGIMES PERMANENTS ASYMÉTRIQUES DE FONCTIONNEMENT D'UN ALTERNATEUR SYNCHRONE TRIPHASÉ

14-1. Généralités

Une charge asymétrique apparaît dans un alternateur synchrone triphasé lorsque la répartition des récepteurs monophasés dans le réseau d'alimentation est non uniforme, ce qui provoque une répartition asymétrique des courants suivant les différents enroulements des phases du stator de l'alternateur. Comme pour le cas d'une charge asymétrique d'un transformateur triphasé, dans le cas général, si l'alternateur a un point neutre mis à la terre, les courants asymétriques dans les phases de l'enroulement statorique peuvent comprendre toutes les trois composantes symétriques: courant direct I_1, courant inverse I_2 et courant homopolaire I_0.

Lors du transport de l'énergie électrique par un transformateur et une ligne de transport, la mise à la terre du point neutre est réalisée pratiquement seulement du côté haute tension du transformateur et le point neutre de l'alternateur même est mis à la terre seulement par l'intermédiaire d'une résistance ohmique relativement grande, dont la valeur est déterminée par les conditions de protection de l'alternateur. Dans ce cas les composantes homopolaires du courant, qui apparaissent dans la ligne lorsqu'une phase ou deux phases forment un court-circuit avec le neutre, se fermeront seulement dans la ligne et dans les transformateurs et ne pourront pas pénétrer dans le circuit de l'alternateur dans lequel peuvent pratiquement circuler seulement les courants directs et inverses.

Une charge asymétrique peut provenir de récepteurs puissants monophasés de nature spécifique, comme par exemple les fours monophasés et les chemins de fer monophasés, mais dans ce cas aussi par la répartition convenable des récepteurs monophasés par phases on peut faire de sorte que l'asymétrie résultante de la charge soit relativement petite dans les alternateurs.

Selon la norme soviétique pour les machines électriques, un système triphasé de courants est considéré comme symétrique si, en le décomposant en systèmes de courants direct et inverse, il s'avère que la valeur du courant inverse ne dépasse pas 5 % du courant direct. Selon la même norme, on admet une charge asymétrique prolongée des turbo-alternateurs pour une différence de courants

dans diverses phases atteignant 10 %. Pour tous les autres alternateurs et les compensateurs synchrones la différence de courants dans les phases peut atteindre 20 % mais l'intensité de courants dans les phases ne doit pas dépasser la valeur nominale. A une différence de courants dans les phases comprise entre 10 et 20 % correspond une valeur maximale de courants inverses d'environ 6 à 12 %.

En comparaison avec les normes d'entreprises précédemment utilisées en U.R.S.S., la norme actuelle admet pour les alternateurs synchrones à pôles saillants une charge asymétrique de 2 à 2,5 fois plus grande. Cela satisfait en partie à la demande des spécialistes de l'exploitation des réseaux concernant l'accroissement des charges asymétriques admissibles, afin d'accroître la fiabilité des réseaux et de la fourniture du courant aux clients par utilisation des régimes à phases incomplètes (fonctionnement des lignes de transport à deux phases ou à deux phases et terre) lorsqu'il faut exécuter la réparation d'une phase de la ligne. Lorsque le point neutre du transformateur est mis à la terre, le débranchement d'une phase de la ligne fait apparaître environ 17 % du courant inverse, mais avec un point neutre isolé l'asymétrie est encore plus grande.

L'existence d'une asymétrie avec courants inverses de l'ordre de 10 à 15 % provoque une asymétrie de tension notable, ce qui influe de façon défavorable sur le fonctionnement des moteurs asynchrones triphasés dans lesquels apparaît un champ inverse freinant le rotor. D'autre part, la présence de courants inverses notables dans l'enroulement statorique d'un alternateur synchrone entraîne des pertes considérables dans l'enroulement d'excitation, dans les pièces polaires des alternateurs à pôles lisses et dans le corps du rotor des turbo-alternateurs, ce qui diminue le rendement de l'alternateur.

Pour les turbo-alternateurs modernes à rotor massif, dans lesquels les courants d'excitation, même en régimes symétriques, provoquent des échauffements admissibles seulement pour les classes les plus élevées des enroulements rotoriques, l'existence des courants inverses oblige tout d'abord à réduire en partie leur puissance. La présence de forts courants inverses dans les alternateurs hydrauliques, qui ne possèdent pas d'enroulement amortisseur, provoque des bruits et des vibrations qui peuvent influer défavorablement sur les joints de soudure qui existent en grand nombre dans les alternateurs hydrauliques modernes; aussi il est nécessaire d'y avoir des enroulements amortisseurs de puissance suffisante.

En analysant les phénomènes se produisant pour des charges asymétriques et pour le court-circuit d'une machine synchrone, il est commode d'utiliser la méthode des composantes symétriques en décomposant les F.É.M., les tensions et les courants en trois composantes symétriques: directe, inverse et homopolaire. Chacun de ces systèmes est caractérisé par ses paramètres, c'est-à-dire par les réactances inductives (x_1, x_2, x_0), les résistances (r_1, r_2, r_0) et les impédances (z_1, z_2, z_0) de séquences correspondantes. Dans les alternateurs

synchrones modernes suffisamment puissants les valeurs des résistances sont très petites par rapport aux réactances inductives et pour cette raison dans la majorité des cas z_1, z_2, z_0 peuvent pratiquement être remplacées par des réactances inductives x_1, x_2 et x_0 et les résistances r_1, r_2, r_0 seront prises en considération seulement pour déterminer les constantes de temps correspondantes (tome I, chapitre XIX).

Dans ce cours, nous nous sommes posé pour tâche d'élucider le sens physique des paramètres indiqués et les méthodes de leur détermination expérimentale tandis que leur calcul fait partie d'un cours spécial. Les principaux travaux concernant les problèmes d'études théoriques et d'interprétation physique des paramètres des machines à courant alternatif par la méthode des composantes symétriques sont ceux de L. Lomonossova, E. Pal, D. Gorodskoï et M. Kostenko.

14-2. Réactances inductives et résistances d'une machine synchrone pour les courants de différentes séquences

a) Réactance inductive et résistance directes. Le système de courants directs des phases crée dans une machine synchrone triphasée une F.M.M. d'induit, dont l'harmonique fondamental tourne au synchronisme avec le rotor et pour cette raison n'induit pas dans ces enroulements de F.É.M. ; cela correspond au fonctionnement de l'alternateur en régime à charge triphasée équilibrée ou en régime de court-circuit triphasé permanent. Il en résulte que la réactance directe x_1 est égale à la réactance synchrone longitudinale x_d ou transversale x_q en fonction de la nature de la charge et de la position de la F.M.M. de réaction par rapport au rotor. En particulier, pour un court-circuit symétrique permanent, lorsque la réaction d'induit agit selon l'axe longitudinal ($r_a \approx 0$), la réactance directe est égale à la valeur non saturée de la réactance synchrone longitudinale x_d.

La résistance directe est égale à la résistance de l'enroulement statorique.

b) Réactance inductive et résistance inverses. Pour préciser la notion de réactance inverse x_2, examinons les conditions de fonctionnement d'une machine synchrone lorsque son rotor tourne à la vitesse de synchronisme, l'enroulement d'excitation étant court-circuité et l'excitatrice étant débranchée, et à l'enroulement du stator est appliquée une tension symétrique de fréquence nominale mais de séquence inverse (fig. 14-1). Dans ce cas, l'enroulement statorique sera parcouru par un courant I_2 qui est un courant inverse.

La F.M.M. du stator due aux courants inverses I_2 crée un champ qui tourne en sens inverse deux fois plus vite que le rotor. Dans ce cas, on peut considérer l'enroulement statorique d'un alternateur synchrone comme l'élément primaire d'un transformateur et le rotor,

y compris son enroulement d'excitation, les enroulements amortisseurs, les pièces polaires et les noyaux polaires, comme des enroulements secondaires court-circuités d'un transformateur. Le fait que dans un transformateur statique ordinaire le champ formé par les F.M.M. primaire et secondaire est immobile dans l'espace tandis que dans un alternateur synchrone il tourne par rapport au stator à la vitesse de synchronisme et par rapport au rotor à une vitesse de synchronisme double ne change pas le principe d'interaction des circuits statorique et rotorique analogue à celui d'un transformateur[1].

L'action du champ synchrone inverse sur le système d'enroulements rotoriques sera autre que celle du champ synchrone de réaction

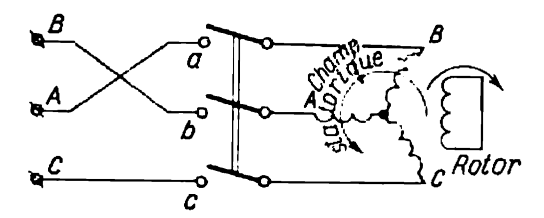


Fig. 14-1. Schéma d'essai avec courants inverses dans l'enroulement statorique d'une machine synchrone.

d'induit. Tandis que ce dernier est immobile par rapport au champ d'excitation des pôles et forme avec lui un flux résultant qui également tourne au synchronisme avec le rotor et détermine la F.É.M. résultante directe, le champ synchrone inverse induit dans les enroulements rotoriques des courants de fréquence double qui empêchent la pénétration de ce champ dans le système de circuits rotoriques. Pour cette raison le champ synchrone inverse dans l'entrefer devient surtout un flux de fuites des enroulements d'un certain transformateur court-circuité. Désignons la réactance de fuites du rotor due au champ synchrone inverse, ramenée au système statorique, par $x'_{\sigma \text{exc}}$ en y ajoutant l'indice de l'enroulement, la réactance de fuites des enroulements statoriques par $x_{\sigma a}$ et la réactance d'induction mutuelle à travers l'entrefer, qui est égale, lorsqu'on ramène le rotor au stator, à la réactance de réaction d'induit (du stator) par x_a.

La réactance x_2 d'une machine synchrone à pôles saillants n'est pas constante et dépend de la position instantanée de l'axe des pôles par rapport au système immobile des enroulements statoriques, car les réactances de fuites du rotor et les réactances d'induction mutuelle suivant l'axe longitudinal (x_{ad}) et l'axe transversal (x_{aq}) du rotor d'une machine synchrone ne sont pas généralement les mêmes.

---

[1] Le régime donné est équivalent au régime de freinage d'un moteur asynchrone triphasé dont le rotor tourne à la vitesse de synchronisme en sens inverse à celui du champ (glissement $g = 2$).

En négligeant l'influence des résistances relativement petites du stator et du rotor, on obtient, comme dans le cas d'un transformateur statique, pour une machine synchrone, n'ayant pas d'enroulement amortisseur sur le rotor, une réactance résultante de court-circuit pour l'instant où l'axe du champ synchrone inverse de l'induit coïncide avec l'axe des pôles:

$$x_{2d} = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x'_{\sigma exc}}} = x_{\sigma a} + \frac{x_{ad} x'_{\sigma exc}}{x_{ad} + x'_{\sigma exc}} =$$

$$= x_{\sigma a} + \frac{x'_{\sigma exc}}{\sigma_{2exc}} \approx x_{\sigma a} + x'_{\sigma exc}, \qquad (14\text{-}1)$$

où le coefficient de fuites du circuit secondaire

$$\sigma_{2exc} = 1 + \frac{x'_{\sigma exc}}{x_{ad}} \approx 1,$$

et à l'instant où l'axe du champ synchrone inverse est perpendiculaire à l'axe des pôles et coïncide avec l'axe transversal:

$$x_{2q} = x_{\sigma a} + x_{aq}. \qquad (14\text{-}2)$$

La valeur moyenne des réactances x_{2d} et x_{2q} est prise égale à la valeur moyenne de la réactance inverse:

$$x_2 = \frac{1}{2}(x_{2d} + x_{2q}) = x_{\sigma a} + \frac{x'_{\sigma exc}}{2\sigma_{2exc}} + \frac{1}{2} x_{aq}. \qquad (14\text{-}3)$$

Pour une machine synchrone dotée d'enroulements amortisseurs suivant les axes longitudinal et transversal, pour l'instant de coïncidence du champ synchrone inverse de l'induit avec l'axe des pôles on a:

$$x_{2d} = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x'_{\sigma exc}} + \frac{1}{x'_{\sigma amd}}} = x''_d \qquad (14\text{-}4)$$

et pour l'instant où l'axe du champ synchrone inverse coïncide avec l'axe transversal on a:

$$x_{2q} = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{aq}} + \frac{1}{x'_{\sigma amq}}} = x''_q. \qquad (14\text{-}5)$$

Les réactances de fuite des enroulements amortisseurs $x'_{\sigma amd}$ et $x'_{\sigma amq}$ sont généralement petites par rapport à $x_{\sigma a}$, $x'_{\sigma exc}$, x_{ad} et x_{aq}; pour cette raison en première approximation lorsque la machine est dotée d'enroulements amortisseurs, on peut écrire:

$$x_{2d} \approx x_{\sigma a} + x'_{\sigma amd} \approx x_{\sigma a};$$

$$x_{2q} \approx x_{\sigma a} + x'_{\sigma amq} \approx x_{\sigma a}$$

et pour cette raison dans ce cas on a approximativement:

$$x_2 = \frac{1}{2}(x_{2d} + x_{2q}) \approx x_{\sigma a}.$$

Si l'amortissement du champ synchrone inverse est absent (le rotor est en tôles d'acier, l'enroulement d'excitation est ouvert ou fermé sur une très grande résistance, les enroulements amortisseurs sont absents) et la réluctance de l'entrefer est constante (machine à pôles lisses, $x_{ad} \approx x_{aq}$), le champ synchrone inverse de l'induit aura la même valeur que le champ synchrone de réaction d'induit lorsque la machine fonctionne en alternateur triphasé, et pour cette raison $x_2 = x_d$.

Ainsi, dans le cas général, x_2 peut être comprise dans les limites suivantes: $x_{\sigma a} < x_2 < x_d$.

La résistance inverse r_2, qui correspond au couplage en transformateur des circuits rotorique et statorique par le champ synchrone inverse, est pratiquement égale, comme pour un transformateur, à la somme des résistances des circuits rotorique et statorique. Pour les résistances de circuit rotorique il faut tenir compte, comme dans le cas d'une machine asynchrone, du glissement du rotor par rapport au champ synchrone inverse, glissement égal à $2 - g$. On notera que, lorsque la machine est dotée d'enroulements amortisseurs, on peut négliger la résistance de l'enroulement d'excitation r_{exc}, car d'une part la résistance de l'enroulement d'excitation est de beaucoup inférieure à la résistance des enroulements amortisseurs et d'autre part la réactance de l'enroulement d'excitation est, au contraire, beaucoup plus grande.

Donc, dans le cas où l'enroulement amortisseur existe, en admettant ses résistances suivant l'axe longitudinal et l'axe transversal comme étant égales ($r_{\text{am}d} = r_{\text{am}q} = r_{\text{am}}$), on a:

$$r_2 \approx r_a + \frac{r'_{\text{am}}}{2-g}. \qquad (14\text{-}6)$$

Lorsque le rotor tourne au synchronisme ($g = 0$):

$$r_2 \approx r_a + \frac{r'_{\text{am}}}{2} \qquad (14\text{-}7)$$

et pour un rotor immobile ($g = 1$):

$$r_2 \approx r_a + r'_{\text{am}}. \qquad (14\text{-}8)$$

En l'absence d'enroulements amortisseurs pour $g = 0$:

$$r_{2d} \approx r_a + \frac{r'_{\text{exc}}}{2};$$

$$r_{2q} \approx r_a,$$

et la valeur moyenne de la résistance inverse:

$$r_2 = \frac{1}{2}(r_{2d} + r_{2q}) \approx r_a + \frac{r'_{\text{exc}}}{4};$$

mais comme $\frac{r'_{\text{exc}}}{4}$ est beaucoup plus petite que r_a, on peut approximativement admettre pour ce cas :

$$r_2 \approx r_a.$$

Notons que r'_{exc} et r'_{am} représentent les valeurs de la résistance de l'enroulement d'excitation et de l'enroulement amortisseur ramenées à l'enroulement statorique.

Les paramètres des résistances et des réactances inverses peuvent être déterminés expérimentalement par détermination préalable des réactances et des résistances subtransitoires z''_d, z''_q, r''_d et r''_q par la

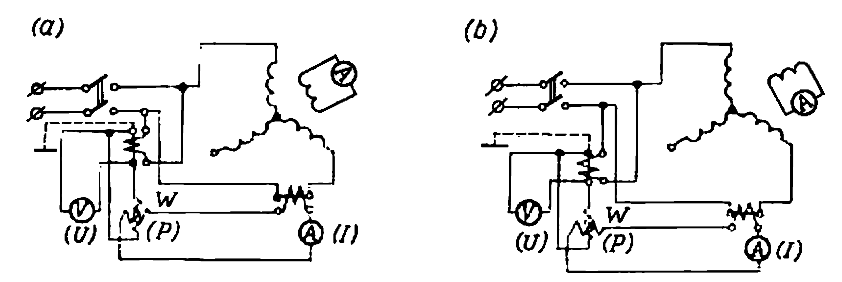


Fig. 14-2. Schéma d'expérience statistique avec alimentation de deux phases pour la détermination des réactances et des résistances subtransitoires longitudinales (*a*) et transversales (*b*).

méthode d'alimentation de deux phases de l'enroulement statorique par un circuit monophasé, la machine étant immobile et l'enroulement d'excitation étant court-circuité (fig. 14-2). En utilisant cette expérience, on fait passer par l'enroulement statorique un courant I de fréquence normale égal approximativement à 0,25 I_n et on maintient une tension constante aux bornes pour différentes positions angulaires du rotor. Dans ce cas, la machine synchrone fonctionne en transformateur statique avec circuit secondaire court-circuité pour lequel les couplages des circuits primaire et secondaire varieront avec la rotation du rotor.

La tension aux bornes étant constante, le courant statorique lui n'est pas constant et atteint sa valeur maximale lorsque l'axe de l'enroulement d'excitation coïncide avec l'axe du flux résultant de l'enroulement statorique, c'est-à-dire lorsque l'angle γ entre ces axes est nul (fig. 14-2,*a*), et il est minimal lorsque ces axes deviennent perpendiculaires, c'est-à-dire pour $\gamma = 90°$ (fig. 14-2,*b*). Bien que l'effet d'écran des circuits rotoriques se manifeste aussi pour $\gamma = 90°$ mais qu'il est plus grand pour $\gamma = 0°$, le courant dans ce cas augmente par rapport à sa valeur pour $\gamma = 90°$. Le courant dans le circuit d'excitation sera respectivement maximal pour $\gamma = 0°$ et minimal pour $\gamma = 90°$. Les paramètres pour les données de l'expérience sont calculés, comme pour le court-circuit d'un transforma-

teur, d'après les valeurs de phase de la tension, du courant et de la puissance:

$$z_d'' = \frac{U}{2I_{\max}}, \qquad z_q'' = \frac{U}{2I_{\min}}.$$

$$r_d'' = \frac{P_d}{2I_{\max}^2}, \qquad r_q'' = \frac{P_q}{2I_{\min}^2},$$

$$x_d'' = \sqrt{z_d''^2 - r_d''^2}, \qquad x_q'' = \sqrt{z_q''^2 - r_q''^2},$$

$$x_2 = \frac{1}{2}(x_d'' + x_q''), \qquad r_2 = \frac{1}{2}(r_d'' + r_q'').$$

c) **Réactance et résistance homopolaires.** Si on fait tourner le rotor d'une machine synchrone au synchronisme, l'enroulement d'excitation étant court-circuité, et si à l'enroulement statorique dont les

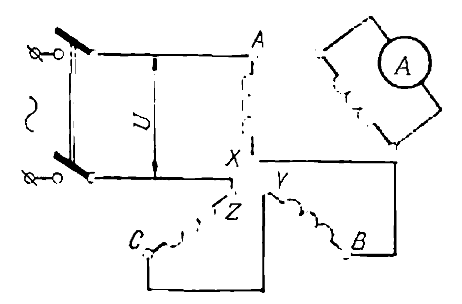


Fig. 14-3. Schéma d'essai avec courants homopolaires dans l'enroulement statorique d'une machine synchrone.

trois phases sont connectées en série (fig. 14-3) on applique une tension monophasée de fréquence nominale, un courant circulera dans les enroulements de ces trois phases, courant dont la grandeur et la phase seront les mêmes et qui par définition sera un courant homopolaire I_0. La tension U_0 appliquée aux enroulements, si on néglige la résistance $3r_0 = 3r_a$ des enroulements statoriques par suite de sa faible valeur relative, sera équilibrée par la somme des F.É.M. homopolaires de toutes les trois phases de l'enroulement et par conséquent:

$$U_0 \approx 3I_0x_0,$$

d'où

$$x_0 \approx \frac{U_0}{3I_0}.$$

Pour le système homopolaire les courants dans toutes les phases de l'enroulement statorique sont égaux en grandeur et coïncident en phase et pour cette raison les principaux harmoniques des F.M.M. des trois phases décalés dans l'espace de 120 degrés électriques ne forment

pas un champ tournant mais se compensent entièrement l'un l'autre de façon que leur champ résultant de l'harmonique fondamental dans l'entrefer s'annule. Les harmoniques fondamentaux des F.M.M. des courants homopolaires ne peuvent donc créer un champ de réaction d'induit et provoquent seulement des champs de fuites de l'enroulement statorique. De façon analogue, les F.M.M. des harmoniques de l'ordre 5, 7, 11, 13, etc. des trois phases s'équilibrent. Les troisièmes harmoniques des F.M.M. des courants homopolaires des trois phases s'ajoutent et créent pour les positions déterminées du rotor (fig. 14-4,*a*) de faibles flux encerclés par l'enroulement d'excitation et qui, à vitesse synchrone du rotor, induisent dans cet enroulement des F.É.M. de fréquence double et quadruple. Les choses

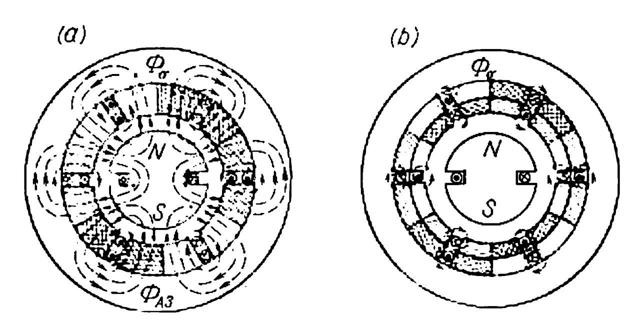


Fig. 14-4. Répartition des flux et des courants homopolaires dans une machine synchrone à pas total (*a*) et à pas raccourci (*b*).

se passent de façon analogue lorsqu'il s'agit des F.M.M. des harmoniques multiples de trois. Vu que dans une machine synchrone l'entrefer est suffisamment grand, les flux des harmoniques multiples de trois sont relativement faibles et leur couplage par induction mutuelle avec les circuits du rotor n'a pas une grande importance.

La répartition des courants homopolaires et des flux créés par ces courants dans le cas d'un enroulement statorique à pas total est représentée sur la fig. 14-4,*a*. On voit que la répartition des champs de fuites dans les parties de l'enroulement qui se trouvent dans les encoches est pratiquement la même que pour les courants directs et pour cette raison la composante de réactance homopolaire qui correspond à la fuite dans les encoches est égale à la même composante de réactance de fuites de l'enroulement statorique. Dans les enroulements à deux couches à pas raccourci jusqu'à $\frac{2}{3}\tau$ les courants homopolaires dans les conducteurs de la couche supérieure et de la couche inférieure circulent en sens opposés (fig. 14-4,*b*) et pour cette raison les champs de fuites dans les parties de l'enroulement placées dans les encoches ainsi que dans la zone de l'entrefer deviennent extrêmement faibles et x_0 diminue jusqu'à une très faible valeur qui

pratiquement correspond au champ de fuites des parties frontales de l'enroulement.

Dans le cas général, x_0 est compris dans les limites

$$0 < x_0 < x_{\sigma a},$$

où $x_{\sigma a}$ est la réactance de fuites des enroulements statoriques.

Il faut aussi noter que x_0 ne dépend pratiquement pas de la saturation du circuit magnétique principal de la machine ou du régime de fonctionnement de cette dernière.

Comme nous l'avons noté plus haut, les courants homopolaires ne créent pas des flux embrassés par les enroulements rotoriques. Pour cette raison on peut admettre que la résistance homopolaire r_0 est égale à la résistance de l'enroulement statorique r_a, donc égale à la résistance directe:

$$r_0 = r_1 = r_a.$$

14-3. Courts-circuits permanents asymétriques d'un alternateur synchrone triphasé

Des courts-circuits asymétriques se produisent assez fréquemment dans les réseaux connectés aux machines synchrones et pour cette raison l'étude de ces régimes a une grande importance pratique. Nous examinerons plus loin les cas les plus simples où le court-circuit a lieu aux bornes d'un alternateur synchrone marchant à vide et connecté à une ligne séparée. Si le court-circuit a lieu dans le réseau, il suffit de rajouter aux réactances x_{ad} et $x_{\sigma a}$ de l'alternateur les réactances de la ligne de transport jusqu'au point de court-circuit pour les composantes correspondantes du courant. La méthode des composantes symétriques appliquée à l'analyse des régimes asymétriques de fonctionnement d'une machine synchrone triphasée, comme dans le cas d'un transformateur (tome I, chapitre XIX), permet de trouver les relations analytiques entre les tensions simples et les courants simples $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$, $\dot{U}_c$, $\dot{I}_a$, $\dot{I}_b$ et $\dot{I}_c$ et leurs composantes symétriques $\dot{U}_1$, $\dot{U}_2$, $\dot{U}_0$, $\dot{I}_1$, $\dot{I}_2$, $\dot{I}_0$ et les F.É.M. d'une machine synchrone qui est considérée comme étant symétrique en ce qui concerne la répartition géométrique des enroulements des phases ainsi que le nombre de spires dans chacun de ces enroulements. Vu que dans le cas considéré les F.É.M. de phase forment un système symétrique de vecteurs directs, lors de la décomposition de ce système en composantes symétriques seul le système des F.É.M. directes reste et par conséquent on a:

$$\dot{E}_1 = \dot{E}_a; \quad \dot{E}_2 = \dot{E}_0 = 0.$$

La relation entre les F.É.M. et les courants d'après la méthode des composantes symétriques peut être écrite pour le cas général

sous la forme du système suivant à neuf équations:

$$\left.\begin{aligned}\dot I_a &= \dot I_0+\dot I_1+\dot I_2,\\ \dot I_b &= \dot I_0+\alpha^2\dot I_1+\alpha\dot I_2,\\ \dot I_c &= \dot I_0+\alpha\dot I_1+\alpha^2\dot I_2;\end{aligned}\right\}\qquad (14\text{-}9)$$

$$\left.\begin{aligned}\dot U_a &= \dot U_0+\dot U_1+\dot U_2,\\ \dot U_b &= \dot U_0+\alpha^2\dot U_1+\alpha\dot U_2,\\ \dot U_c &= \dot U_0+\alpha\dot U_1+\alpha^2\dot U_2;\end{aligned}\right\}\qquad (14\text{-}10)$$

$$\left.\begin{aligned}\dot E_0 &= Z_0\dot I_0+\dot U_0=0,\\ \dot E_1 &= Z_1\dot I_1+\dot U_1=\dot E_a,\\ \dot E_2 &= Z_2\dot I_2+\dot U_2=0,\end{aligned}\right\}\qquad (14\text{-}11)$$

α désigne l'opérateur de rotation du vecteur de 120°:

$$\alpha=\varepsilon^{+j\frac{2\pi}{3}}=\varepsilon^{-j\frac{4\pi}{3}}=-0{,}5+j\frac{\sqrt{3}}{2}.$$

De façon analogue on a:

$$\alpha^2=-0{,}5-j\frac{\sqrt{3}}{2};$$

$$1+\alpha+\alpha^2=0;$$

$$\alpha-\alpha^2=j\sqrt{3};\qquad \alpha^{3n}=1;$$

$$\alpha^{3n+1}=\alpha;\qquad \alpha^{3n+2}=\alpha^2.$$

Aux neuf équations (14-9), (14-10) et (14-11) s'ajoutent encore trois équations qui découlent des conditions spécifiques du problème même, ce qui permet de résoudre douze équations avec douze variables dans lesquelles on connaît E_a, Z_0, Z_1 et Z_2.

a) Court-circuit entre deux phases. Ce cas, comme nous l'avons déjà indiqué plus haut, présente le plus d'intérêt lorsqu'un alternateur synchrone débite par l'intermédiaire d'un transformateur sur une ligne de transport. Les alternateurs synchrones réagissent à tous les genres de courts-circuits dissymétriques comme à un court-circuit diphasé.

Lorsque les phases B et C sont court-circuitées entre elles (fig. 14-5,*a*) on a:

$$U_b=U_c,\qquad I_a=0,\qquad \dot I_b+\dot I_c=0.$$

En additionnant le système d'équations (14-9), on obtient $\dot I_0=0$. On tire ensuite de la première équation du système (14-9) que $\dot I_1+\dot I_2=0$ et de la première équation du système (14-11) que $\dot U_0=0$.

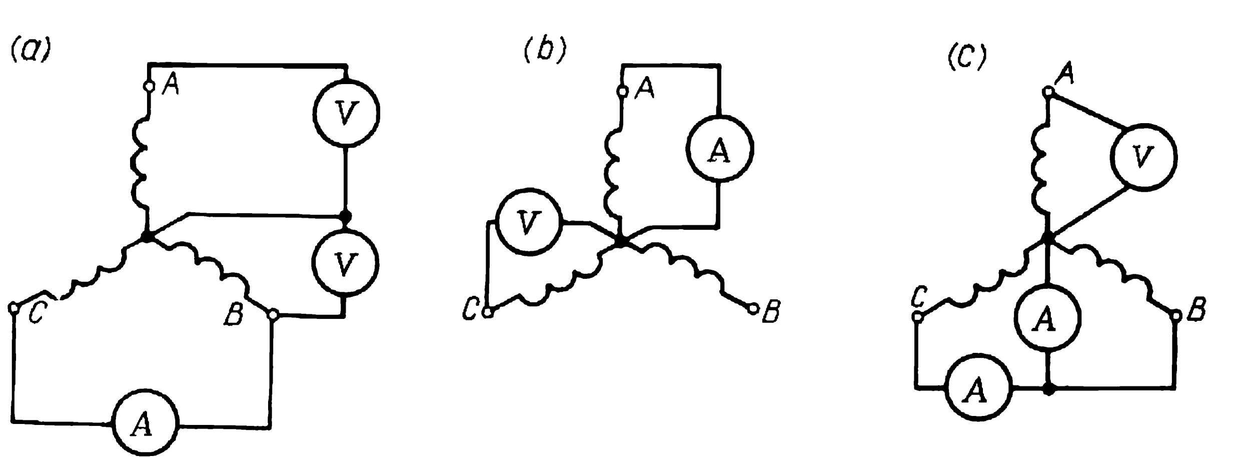


Fig. 14-5. Schémas des courts-circuits non symétriques d'un alternateur synchrone triphasé :
a — court-circuit de deux phases ; *b* — court-circuit d'une phase ; *c* — court-circuit entre deux phases et le point neutre.

En prenant la différence entre la deuxième et la troisième équation du système (14-10), on obtient $\dot{U}_1 = \dot{U}_2$. En prenant la différence entre la deuxième et la troisième équation du système (14-11), on trouve $(Z_1 + Z_2)\,\dot{I}_1 = \dot{E}_a$, d'où on trouve pour les courants direct et inverse:

$$\dot{I}_1 = -\dot{I}_2 = \frac{\dot{E}_a}{Z_1+Z_2}. \qquad (14\text{-}12)$$

En introduisant I_1 d'après (14-12) dans la deuxième équation du système (14-11), on trouve:

$$\frac{Z_1\dot{E}_a}{Z_1+Z_2} + \dot{U}_1 = \dot{E}_a,$$

d'où on trouve les tensions directe et inverse:

$$\dot{U}_1 = \dot{U}_2 = \frac{Z_2\dot{E}_a}{Z_1+Z_2}.$$

En introduisant les valeurs obtenues pour les composantes symétriques des courants et des tensions dans les formules (14-9) et (14-10), on obtient:

$$\dot{I}_b = -\dot{I}_c = (\alpha^2 - \alpha)\,\frac{\dot{E}_a}{Z_1+Z_2} = -j\sqrt{3}\,\frac{\dot{E}_a}{Z_1+Z_2}; \qquad (14\text{-}13)$$

$$\dot{U}_a = 2\frac{Z_2\dot{E}_a}{Z_1+Z_2}; \quad \dot{U}_b = \dot{U}_c = (\alpha^2 + \alpha)\,\frac{Z_2\dot{E}_a}{Z_1+Z_2} = -\frac{Z_2\dot{E}_a}{Z_1+Z_2}.$$

En exprimant $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$ par les différences des F.É.M. correspondantes et des chutes de tension des composantes symétriques des courants on obtient:

$$\dot{U}_a = \dot{E}_a - \dot{E}_a + 2\frac{Z_2\dot{E}_a}{Z_1+Z_2} = \dot{E}_a - \frac{(Z_1 - Z_2)\,\dot{E}_a}{Z_1+Z_2},$$

d'où on trouve pour la phase A et de façon analogue pour les phases B et C:

$$\left.\begin{aligned} \dot{U}_a &= \dot{E}_a - Z_1\dot{I}_{a1} - Z_2\dot{I}_{a2}, \\ \dot{U}_b &= \dot{E}_b - Z_1\dot{I}_{b1} - Z_2\dot{I}_{b2}, \\ \dot{U}_c &= \dot{E}_c - Z_1\dot{I}_{c1} - Z_2\dot{I}_{c2}, \end{aligned}\right\} \qquad (14\text{-}14)$$

avec

$$\dot{I}_{a1} = \dot{I}_1, \quad \dot{I}_{a2} = \dot{I}_2, \quad \dot{I}_{b1} = \alpha^2\dot{I}_1,$$
$$\dot{I}_{b2} = \alpha\dot{I}_2, \quad \dot{I}_{c1} = \alpha\dot{I}_1, \quad \dot{I}_{c2} = \alpha^2\dot{I}_2.$$

La valeur absolue du courant de court-circuit d'après l'équation (14-13) est alors :

$$I_{cc} = \frac{\sqrt{3}\,E_a}{|Z_1 + Z_2|}. \qquad (14\text{-}15)$$

Le diagramme vectoriel approximatif de court-circuit de deux phases est donné (fig. 14-6), où on néglige les résistances ohmiques.

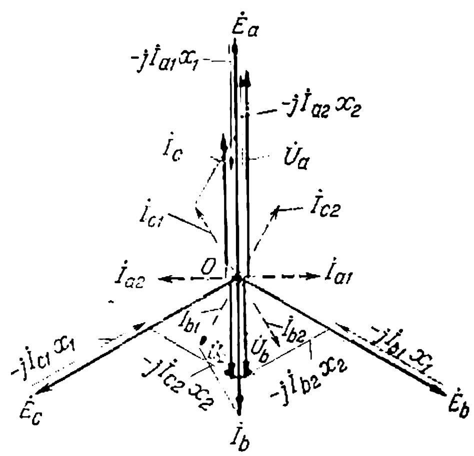


Fig. 14-6. Diagramme de tensions d'un alternateur synchrone lors d'un court-circuit de deux phases.

b) Court-circuit d'une phase. Lors du court-circuit de la phase A (fig. 14-5,b) on obtient les équations supplémentaires suivantes :

$$\dot{I}_b = \dot{I}_c = 0 \quad \text{et} \quad \dot{U}_a = 0.$$

En additionnant le système (14-9), on obtient $\dot{I}_a = 3\dot{I}_0$. En retranchant la troisième équation de la deuxième du système (14-9), on trouve $\dot{I}_1 = \dot{I}_2$. De la première équation du système (14-9) on tire :

$$\dot{I}_0 = \dot{I}_1 = \dot{I}_2 = \frac{1}{3}\dot{I}_a.$$

En additionnant maintenant le système (14-11), on obtient :

$$\dot{I}_0 (Z_0 + Z_1 + Z_2) = \dot{E}_a,$$

d'où

$$\dot{I}_0 = \dot{I}_1 = \dot{I}_2 = \frac{\dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}. \qquad (14\text{-}16)$$

Du système (14-11) on peut trouver :

$$\left.\begin{aligned}
\dot{U}_0 &= -Z_0\dot{I}_0 = -\frac{Z_0\dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2};\\
\dot{U}_1 &= \dot{E}_a - Z_1\dot{I}_1 = \frac{(Z_0 + Z_2)\,\dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2};\\
\dot{U}_2 &= -Z_2\dot{I}_2 = -\frac{Z_2\dot{E}_a}{Z_0 + Z_1 + Z_2}.
\end{aligned}\right\} \qquad (14\text{-}17)$$

En introduisant les valeurs obtenues pour les composantes symétriques des courants et des tensions dans les expressions (14-9)

et (14-10), on obtient :

$$\dot{I}_a = \frac{3\dot{E}_a}{Z_0+Z_1+Z_2}; \qquad \dot{I}_b = \dot{I}_c = 0; \tag{14-18}$$

$$\dot{U}_b = [(\alpha^2-1)Z_0 + (\alpha^2-\alpha)Z_2]\frac{\dot{E}_a}{Z_0+Z_1+Z_2};$$

$$\dot{U}_c = [(\alpha-1)Z_0 - (\alpha^2-\alpha)Z_2]\frac{\dot{E}_a}{Z_0+Z_1+Z_2}.$$

En exprimant $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$ par les différences des F.É.M. cor-

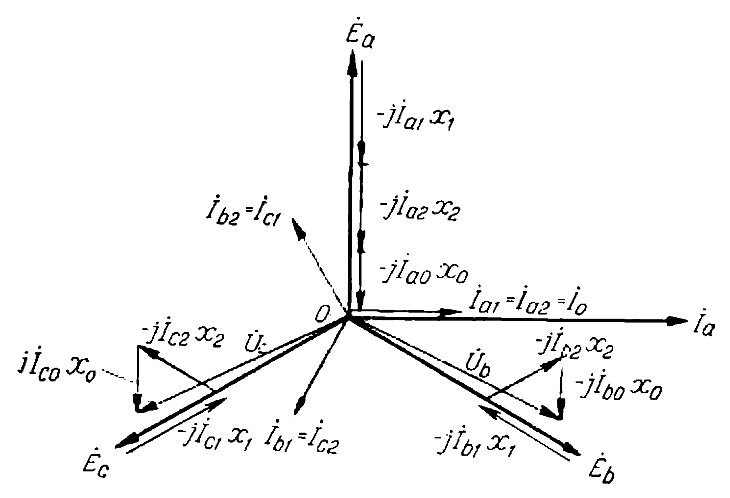


Fig. 14-7. Diagramme de tensions d'un alternateur synchrone lors d'un court-circuit d'une phase

respondantes et des chutes de tension dues aux composantes symétriques, on obtient pour la phase A :

$$\dot{U}_a = \dot{E}_a - (Z_0+Z_1+Z_2)\frac{\dot{E}_a}{Z_0+Z_1+Z_2} = 0,$$

d'où pour la tension de la phase A et de façon analogue pour les tensions des autres phases on trouve :

$$\left.\begin{aligned} \dot{U}_a &= \dot{E}_a - Z_1\dot{I}_{a1} - Z_2\dot{I}_{a2} - Z_0\dot{I}_{a0}, \\ \dot{U}_b &= \dot{E}_b - Z_1\dot{I}_{b1} - Z_2\dot{I}_{b2} - Z_0\dot{I}_{b0}, \\ \dot{U}_c &= \dot{E}_c - Z_1\dot{I}_{c1} - Z_2\dot{I}_{c2} - Z_0\dot{I}_{c0}. \end{aligned}\right\} \tag{14-19}$$

On obtient d'après (14-18) la valeur absolue du courant de court-circuit :

$$I_{cc} = \frac{3E_a}{|Z_0+Z_1+Z_2|}. \tag{14-20}$$

Le diagramme vectoriel approximatif (où on néglige les résistances) pour le court-circuit d'une phase est indiqué sur la fig. 14-7.

c) Court-circuit entre deux phases et le neutre. Dans le cas d'un court-circuit entre les phases B et C et le neutre (fig. 14-5,c) on a les équations supplémentaires suivantes:

$$\dot{I}_a = 0, \qquad \dot{U}_b = \dot{U}_c = 0.$$

En résolvant le problème de façon analogue aux deux cas examinés plus haut et en partant des systèmes des équations (14-9), (14-10) et (14-11), on obtient les valeurs suivantes des composantes symétriques de la tension et du courant:

$$\dot{U}_0 = \dot{U}_1 = \dot{U}_2 = \frac{Z_0 Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}, \tag{14-21}$$

$$\left.\begin{aligned} \dot{I}_0 &= -\frac{\dot{U}_0}{Z_0} = -\frac{Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}, \\ \dot{I}_1 &= \frac{\dot{E}_a - \dot{U}_1}{Z_1} = \frac{(Z_2 + Z_0)\dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}, \\ \dot{I}_2 &= -\frac{\dot{U}_2}{Z_2} = -\frac{Z_0 \dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}. \end{aligned}\right\} \tag{14-22}$$

En introduisant les valeurs des composantes symétriques des courants et des tensions dans les formules (14-9) et (14-10), on obtient pour les courants et les tensions de phase:

$$\left.\begin{aligned} \dot{I}_b &= [(\alpha^2 - 1) Z_2 + (\alpha^2 - \alpha) Z_0] \frac{\dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}, \\ \dot{I}_c &= [(\alpha - 1) Z_2 - (\alpha^2 - \alpha) Z_0] \frac{\dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}; \end{aligned}\right\} \tag{14-23}$$

$$\dot{U}_a = \frac{3 Z_0 Z_2 \dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0}. \tag{14-24}$$

En exprimant $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$ par les différences des F.É.M. correspondantes et des chutes de tension dues aux composantes symétriques des courants, on obtient:

$$\dot{U}_a = \dot{E}_a - \frac{\dot{E}_a}{Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0} (Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 - 2 Z_2 Z_0),$$

d'où pour la phase A et de façon analogue pour les autres phases on a:

$$\left.\begin{aligned} \dot{U}_a &= \dot{E}_a - Z_1 \dot{I}_{a1} - Z_2 \dot{I}_{a2} - Z_0 \dot{I}_{a0}, \\ \dot{U}_b &= \dot{E}_b - Z_1 \dot{I}_{b1} - Z_2 \dot{I}_{b2} - Z_0 \dot{I}_{b0}, \\ \dot{U}_c &= \dot{E}_c - Z_1 \dot{I}_{c1} - Z_2 \dot{I}_{c2} - Z_0 \dot{I}_{c0}. \end{aligned}\right\} \tag{14-25}$$

La valeur absolue du courant de court-circuit dans la phase lors de l'égalité des arguments Z_2 et Z_0 est:

$$I_{cc} = \frac{\sqrt{3}\cdot\sqrt{|Z_2^2 + Z_0 Z_2 + Z_0^2|}\, E_a}{|Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 + Z_2 Z_0|} \,. \qquad (14\text{-}26)$$

Le diagramme vectoriel approximatif des courants et des tensions lors d'un court-circuit entre deux phases et le neutre, les résistances étant négligées, est représenté sur la fig. 14-8.

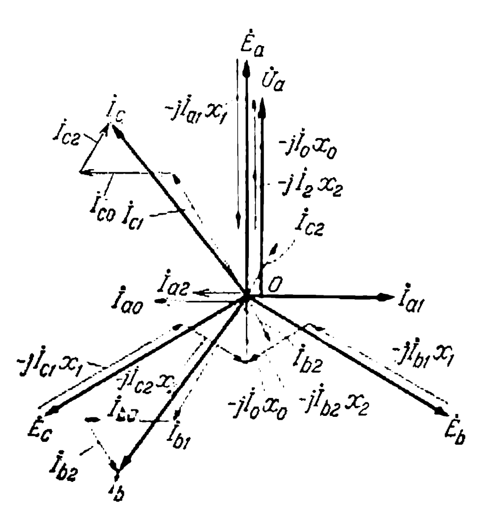


Fig. 14-8. Diagramme de tensions d'un alternateur synchrone lors d'un court-circuit entre deux phases et le point neutre.

Les valeurs des courants pour différents courts-circuits sont indiquées dans le tableau 14-1, le courant dans le fil neutre étant désigné par I_{ccz}.

Vu que les résistances des circuits sont généralement très petites par rapport aux réactances, on peut, sans commettre une grande erreur, considérer au lieu des impédances Z les réactances jx.

Exemple 14-1.

Déterminer les valeurs des courants de courts-circuits symétriques et dissymétriques de l'alternateur hydraulique examiné au chapitre VIII (P_n = = 57 200 kW) à tension nominale ($U_n = 1$), en négligeant les résistances r_1, r_2 et r_0. Valeurs des réactances relatives de l'alternateur: $\underline{x}_1 = \underline{x}_d = 0{,}695$; $\underline{x}_2 = 0{,}215$ et $\underline{x}_0 = 0{,}054$. Selon le tableau 14-1 pour les courts-circuits:

1) Triphasé

$$I_{cc3} = \frac{1}{\underline{x}_1} = \frac{1}{0{,}695} = 1{,}44.$$

2) Diphasé

$$\underline{I}_{cc2}=\frac{\sqrt{3}}{\underline{x}_1+\underline{x}_2}=\frac{\sqrt{3}}{0{,}695+0{,}215}=1{,}91.$$

3) Monophasé

$$\underline{I}_{cc1}=\frac{3}{\underline{x}_1+\underline{x}_2+\underline{x}_0}=\frac{3}{0{,}695+0{,}215+0{,}054}=3{,}12.$$

4) Diphasé et neutre

$$\underline{I}_{cc}=\frac{\sqrt{3}\sqrt{\underline{x}_2^2+\underline{x}_2\underline{x}_0+\underline{x}_0^2}}{(\underline{x}_1\underline{x}_2+\underline{x}_1\underline{x}_0+\underline{x}_2\underline{x}_0)}=\frac{\sqrt{3}\sqrt{0{,}215^2+0{,}215\cdot 0{,}054+0{,}054^2}}{(0{,}695\cdot 0{,}215+0{,}965\cdot 0{,}054+0{,}215\cdot 0{,}054)}=$$

$$=\sqrt{3}\,\frac{0{,}243}{0{,}2036}=2{,}08.$$

Tableau 14-1

Courants des courts-circuits permanents dissymétriques

Courant	Court-circuit de trois phases	Court-circuit de deux phases	Court-circuit d'une phase	Court-circuit entre deux phases et le neutre
$\dot{I}_1$	$\frac{\dot{E}_a}{Z_1}$	$\frac{\dot{E}_a}{Z_1+Z_2}$	$\frac{\dot{E}_a}{Z_0+Z_1+Z_2}$	$\frac{(Z_0+Z_2)\dot{E}_a}{Z_1Z_2+Z_1Z_0+Z_2Z_0}$
$\dot{I}_2$	0	$-\frac{\dot{E}_a}{Z_1+Z_1}$	$\frac{\dot{E}_a}{Z_0+Z_1+Z_2}$	$-\frac{Z_0\dot{E}_a}{Z_1Z_2+Z_1Z_0+Z_2Z_0}$
$\dot{I}_0$	0	0	$\frac{\dot{E}_a}{Z_0+Z_1+Z_2}$	$-\frac{Z_2\dot{E}_a}{Z_1Z_2+Z_1Z_0+Z_2Z_0}$
$\dot{I}_{ccz}$	0	0	$\frac{3\dot{E}_a}{Z_0+Z_1+Z_2}$	$-\frac{3Z_2\dot{E}_a}{Z_1Z_2+Z_1Z_0+Z_2Z_0}$
$\dot{I}_{cc}$	$\frac{\dot{E}_a}{\lvert Z_1\rvert}$	$\frac{\sqrt{3}\,\dot{E}_a}{\lvert Z_1+Z_2\rvert}$	$\frac{3\dot{E}_a}{\lvert Z_0+Z_1+Z_2\rvert}$	$\frac{\sqrt{3}\sqrt{\lvert Z_2^2+Z_2Z_0+Z_0^2\rvert}\,\dot{E}_a}{\lvert Z_1Z_2+Z_1Z_0+Z_2Z_0\rvert}$

14-4. Diagrammes de tensions lors des courts-circuits

a) Diagramme de tensions pour un court-circuit entre deux phases (fig. 14-6). Dans le cas d'un court-circuit entre les phases B et C, en admettant $r_a=0$, on obtient d'après les formules (14-12) et (14-14) :

$$\dot{I}_0=0,\quad \dot{I}_{a1}=-\dot{I}_{a2}=-j\frac{\dot{E}_a}{x_1+x_2}; \tag{14-27}$$

$$\left.\begin{aligned}\dot{U}_a&=\dot{E}_a-jx_1\dot{I}_{a1}-jx_2\dot{I}_{a2},\\ \dot{U}_b&=\dot{E}_b-jx_1\dot{I}_{b1}-jx_2\dot{I}_{b2},\\ \dot{U}_c&=\dot{E}_c-jx_1\dot{I}_{c1}-jx_2\dot{I}_{c2}.\end{aligned}\right\} \tag{14-28}$$

Après avoir construit un système symétrique des F.É.M. $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$ et $\dot{E}_c$ (fig. 14-6), on trace les vecteurs $\dot{I}_1 = \dot{I}_{a1}$ en retard et $\dot{I}_2 = \dot{I}_{a2}$ en avance sur la F.É.M. $\dot{E}_a$ de 90°. Ensuite, on construit un système de vecteurs des courants directs de trois phases $\dot{I}_{a1}$, $\dot{I}_{b1}$, $\dot{I}_{c1}$ et des courants inverses $\dot{I}_{a2}$, $\dot{I}_{b2}$ et $\dot{I}_{c2}$. D'après (14-28) on construit les vecteurs $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$. Ensuite on trace les vecteurs des courants de phase d'après les équations:

$$\dot{I}_a = \dot{I}_{a1} + \dot{I}_{a2}, \qquad \dot{I}_b = \dot{I}_{b1} + \dot{I}_{b2}.$$

b) Diagramme de tensions pour un court-circuit d'une phase (fig. 14-7). Dans le cas d'un court-circuit de la phase A, en admettant $r_a \approx 0$, on obtient d'après les formules (14-16) et (14-19):

$$\dot{I}_{a1} = \dot{I}_{a2} = \dot{I}_{a0} = -j\,\frac{\dot{E}_a}{x_0 + x_1 + x_2}\,; \tag{14-29}$$

$$\left.\begin{aligned} \dot{U}_a &= \dot{E}_a - jx_1\dot{I}_{a1} - jx_2\dot{I}_{a2} - jx_0\dot{I}_{a0}, \\ \dot{U}_b &= \dot{E}_b - jx_1\dot{I}_{b1} - jx_2\dot{I}_{b2} - jx_0\dot{I}_{b0}, \\ \dot{U}_c &= \dot{E}_c - jx_1\dot{I}_{c1} - jx_2\dot{I}_{c2} - jx_0\dot{I}_{c0}. \end{aligned}\right\} \tag{14-30}$$

Après avoir construit un système symétrique des F.É.M. $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$ et $\dot{E}_c$ (fig. 14-7), on trace les vecteurs $\dot{I}_{a1} = \dot{I}_{a2} = \dot{I}_{a0}$ en retard sur $\dot{E}_a$ de 90°. Ensuite on construit des systèmes de vecteurs des courants directs $\dot{I}_{a1}$, $\dot{I}_{b1}$ et $\dot{I}_{c1}$, des courants inverses $\dot{I}_{a2}$, $\dot{I}_{b2}$ et $\dot{I}_{c2}$ et des courants homopolaires $\dot{I}_{a0} = \dot{I}_{b0} = \dot{I}_{c0}$ ainsi que les vecteurs $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$ d'après la formule (14-30). Le vecteur du courant de phase $\dot{I}_a$ est construit d'après l'équation:

$$\dot{I}_a = \dot{I}_{a0} + \dot{I}_{a1} + \dot{I}_{a2}.$$

c) Diagramme de tensions lors d'un court-curcuit entre deux phases et le neutre (fig. 14-8). Dans le cas d'un court-circuit entre les phases B et C et le neutre, en admettant $r_a = 0$, on obtient d'après (14-22):

$$\left.\begin{aligned} \dot{I}_{a1} &= -j\,\frac{(x_2 + x_0)\,\dot{E}_a}{x_1x_2 + x_1x_0 + x_2x_0}\,, \\ \dot{I}_{a2} &= j\,\frac{x_0\dot{E}_a}{x_1x_2 + x_1x_0 + x_2x_0}\,, \\ \dot{I}_{a0} &= j\,\frac{x_2\dot{E}_a}{x_1x_2 + x_1x_0 + x_2x_0}\,. \end{aligned}\right\} \tag{14-31}$$

Les tensions $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$ sont déterminées d'après (14-25) en remplaçant Z par jx.

Après avoir construit un système symétrique de vecteurs $\dot{E}_a$,$\dot{E}_b$, $\dot{E}_c$ (fig. 14-8), traçons les vecteurs $\dot{I}_{a1}$ en retard et $\dot{I}_{a2}$ et $\dot{I}_{a0}$ en avance de 90° sur $\dot{E}_a$. Ensuite on construit un système de vecteurs de courants directs $\dot{I}_{a1}$, $\dot{I}_{b1}$ et $\dot{I}_{c1}$ et de courants inverses $\dot{I}_{a2}$, $\dot{I}_{b2}$ et $\dot{I}_{c2}$. Les vecteurs $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$ sont construits d'après (14-25). Les vecteurs de courants de phase sont construits d'après les équations $\dot{I}_b = \dot{I}_{b0} + \dot{I}_{b1} + \dot{I}_{b2}$ et $\dot{I}_c = \dot{I}_{c0} + \dot{I}_{c1} + \dot{I}_{c2}$.

14-5. Diagrammes de tensions pour une charge dissymétrique

Examinons les conditions les plus réelles de fonctionnement d'un alternateur à pôles lisses ($x_d = x_q = x_1$) dont le neutre n'est pas à la terre. Dans ce cas, le système de vecteurs dissymétriques du courant est décomposé en deux systèmes symétriques de vecteurs des courants direct et inverse tandis que le système homopolaire n'existe pas, vu que le neutre n'est pas à la terre. Le système des courants directs induira dans l'enroulement statorique une F.É.M. $-\dot{I}_1 jx_1$ en retard dans le temps de 90° sur le vecteur du courant $\dot{I}_1$ de la phase donnée. Le système de courants inverses induit une F.É.M.$-jx_2\dot{I}_2$ en retard dans le temps de 90° sur le vecteur du courant $\dot{I}_2$ de la même phase.

Vu que l'ordre des vecteurs des courants I_1 et I_2 est opposé, il en résulte que les angles de déphasage entre les vecteurs des composantes symétriques des courants de phase α_a, α_b et α_c ne sont pas les mêmes dans toutes les phases (fig. 14-9). Il en résulte que, bien que les amplitudes des F.É.M. $-jx_1\dot{I}_1$ et $jx_2\dot{I}_2$ soient égales dans toutes les phases, leurs sommes géométriques sont différentes pour chaque phase et pour cette raison les angles de déphasage résultants θ_a, θ_b et θ_c entre les vecteurs des tensions $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$, $\dot{U}_c$ et les vecteurs des F.É.M. $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$, $\dot{E}_c$ sont aussi différents pour chaque phase. De cette façon il faut construire un diagramme de tensions séparément pour chaque phase. Une telle construction est indiquée sur la fig. 14-10.

Pour ces constructions on prend comme vecteurs initiaux de chaque phase les vecteurs du courant $\dot{I}_{a1}$, $\dot{I}_{b1}$ et $\dot{I}_{c1}$. Les F.É.M. $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$ et $\dot{E}_c$ sont égales en grandeur et déphasées des mêmes angles $\psi_{a1} = \psi_{b1} = \psi_{c1}$ par rapport aux vecteurs du courant direct. Pour cette raison les F.É.M.$-jx_1\dot{I}_{a1}$,$-jx_1\dot{I}_{b1}$ et $-jx_1\dot{I}_{c1}$ sont égales en grandeur et déphasées du même angle par rapport aux F.É.M. $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$ et $\dot{E}_c$. On voit d'après le diagramme de la fig. 14-10 que

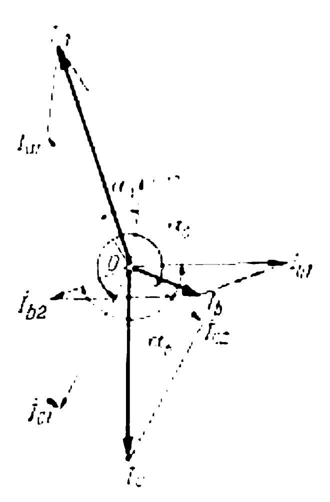


Fig. 14-9. Décomposition d'un système asymétrique de courants d'un alternateur synchrone avec point neutre non mis à la terre en composantes des courants direct et inverse.

Fig. 14-10. Diagrammes vectoriels de trois phases pour une charge asymétrique d'un alternateur synchrone avec point neutre non mis à la terre.

les F.É.M. énumérées occupent dans tous les diagrammes la même position par rapport aux vecteurs initiaux du courant $\dot{I}_{a1}$, $\dot{I}_{b1}$ et $\dot{I}_{c1}$.

En orientant ensuite sur chaque diagramme, de façon analogue à la fig. 14-9, les vecteurs $\dot{I}_{a2}$, $\dot{I}_{b2}$ et $\dot{I}_{c2}$ ainsi que les vecteurs $\dot{I}_a$, $\dot{I}_b$ et $\dot{I}_c$, on voit que ces systèmes de vecteurs sont situés sur chaque diagramme de façon différente par rapport aux vecteurs directs. Les courants inverses créeront dans chacune des phases des F.É.M. $-jx_2\dot{I}_{a2}$, $-jx_2\dot{I}_{b2}$ et $-jx_2\dot{I}_{c2}$ qui retardent dans le temps sur ces

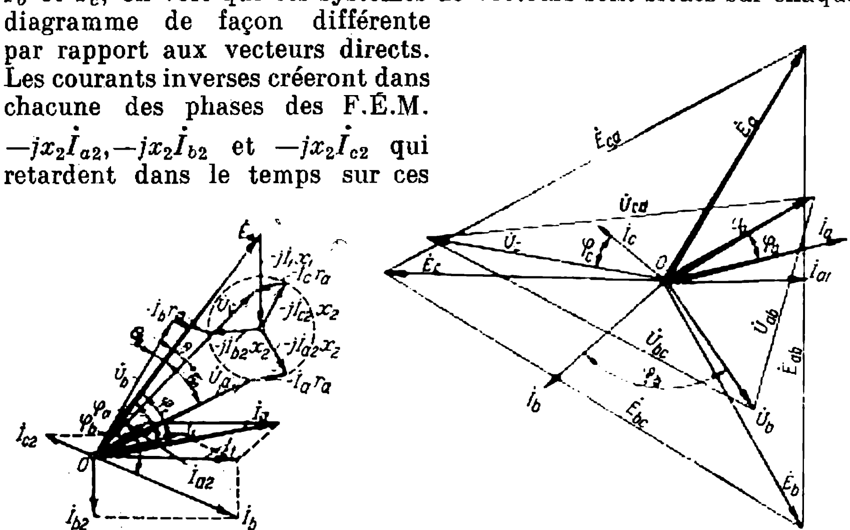


Fig. 14-11. Diagramme vectoriel superposé lors d'une charge asymétrique d'un alternateur synchrone à point neutre non mis à la terre.

Fig. 14-12. Diagramme vectoriel réel lors d'une charge asymétrique d'un alternateur synchrone, qui correspond au diagramme superposé de la fig. 14-11.

courants de 90°. Les vecteurs des F.É.M. $-r_a\dot{I}_a$, $-r_a\dot{I}_b$, $-r_a\dot{I}_c$ sont opposés aux vecteurs des courants $\dot{I}_a$, $\dot{I}_b$ et $\dot{I}_c$. En additionnant les F.É.M. induites dans chacune des phases, on trouve la tension aux bornes $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$.

On peut faire coïncider les trois diagrammes de la fig. 14-10 pour former un diagramme commun d'après la méthode proposée par V. Tolvinski. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire de construire les diagrammes de tensions pour chaque phase mais on peut construire directement un diagramme commun représenté sur la fig. 14-11. A cette fin, après avoir tracé le diagramme de tensions pour l'une des phases, par exemple le diagramme de la fig. 14-10, *a* pour la phase *A*, on construit à l'origine *O* les courants $\dot{I}_{b2}$ et $\dot{I}_{c2}$. Comme on le voit d'après le diagramme de la fig. 14-11, pour une telle construction on obtient les courants $\dot{I}_{a2}$, $\dot{I}_{b2}$ et $\dot{I}_{c2}$ directs et non inverses. Les F.É.M. $-jx_2\dot{I}_{a2}$, $-jx_2\dot{I}_{b2}$ et $-jx_2\dot{I}_{c2}$ sont décalées dans

le diagramme l'une par rapport à l'autre de 120° aussi dans l'ordre direct. Pour tracer la direction des courants résultants $\dot{I}_a$, $\dot{I}_b$ et $\dot{I}_c$ sur le diagramme commun de la fig. 14-11, il faut composer géométriquement le vecteur initial commun du courant $\dot{I}_1$ avec les vecteurs des courants $\dot{I}_{a2}$, $\dot{I}_{b2}$ et $\dot{I}_{c2}$. En réunissant les fins des vecteurs $-r_a\dot{I}_a$, $-r_a\dot{I}_b$ et $-r_a\dot{I}_c$ avec l'origine des coordonnées O, on obtient les tensions $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$, $\dot{U}_c$ et leurs angles de décalage θ_a, θ_b et θ_c par rapport aux F.É.M. correspondantes $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$ et $\dot{E}_c$.

Le diagramme de la fig. 14-11 permet de construire le diagramme résultant réel des vecteurs des courants et des F.É.M. (fig. 14-12). A cette fin on construit les diagrammes des F.É.M. égales en grandeur $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$, $\dot{E}_c$ décalées l'une par rapport à l'autre de 120°. Ensuite, en partant du diagramme de la fig. 14-11, on construit un système de courants $\dot{I}_a$, $\dot{I}_b$ et $\dot{I}_c$ décalés par rapport aux F.É.M. correspondantes $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$ et $\dot{E}_c$ des angles φ_a, φ_b, et φ_c et un système de tensions $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$ décalées par rapport aux F.É.M. correspondantes $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$ et $\dot{E}_c$ des angles θ_a, θ_b et θ_c. Il est facile de voir que l'étoile symétrique des F.É.M. d'excitation $\dot{E}_a$, $\dot{E}_b$ et $\dot{E}_c$ qui correspond à la marche à vide se transforme sous l'influence de la charge dissymétrique en une étoile dissymétrique de tensions $\dot{U}_a$, $\dot{U}_b$ et $\dot{U}_c$. Les angles de retard φ_a, φ_b et φ_c des courants résultants sur les vecteurs de tensions sont différents pour toutes les phases.

Dans le cas le plus général d'une charge dissymétrique, où, en plus du champ tournant inverse, par les enroulements circuleront des courants qui coïncident en phase et qui sont engendrés par la mise à la terre de l'une des phases, le neutre de l'alternateur étant à la terre, on peut en principe construire les diagrammes de tensions par la même méthode. Le système dissymétrique des courants $\dot{I}_a$, $\dot{I}_b$ et $\dot{I}_c$ est alors décomposé en trois systèmes symétriques de courants: direct, inverse et homopolaire. Ensuite, il faut tracer les F.É.M. séparément pour les courants de chaque ordre. Il est évident que le diagramme de la fig. 14-10 sera complété par l'adjonction des F.É.M. $-jx_0\dot{I}_{a0}$, $-jx_0\dot{I}_{b0}$ et $-jx_0\dot{I}_{c0}$ déphasées en arrière de 90° par rapport aux vecteurs des courants correspondants $\dot{I}_{a0}$, $\dot{I}_{b0}$ et $\dot{I}_{c0}$.

Sur le diagramme commun, construit d'après la méthode de V. Tolvinski, les vecteurs homopolaires sont disposés dans l'ordre inverse.

14-6. Construction des triangles de court-circuit pour des courts-circuits permanents d'un alternateur en tenant compte de la saturation du circuit magnétique

Lors d'un court-circuit triphasé le circuit magnétique de la machine n'est pas saturé, comme nous l'avons déjà montré plus haut. Lors d'un court-circuit monophasé ou diphasé, la valeur relative du courant direct, qui crée la réaction d'induit démagnétisante, est plus petite et pour cette raison le circuit magnétique de la machine peut être saturé dans une certaine mesure, surtout lorsque le court-circuit a lieu dans la ligne et pour cette raison l'intensité du courant de court-circuit diminue.

Nous avons déjà dit que la saturation du circuit magnétique principal influe très peu sur les valeurs de la réactance de fuites $x_{\sigma a}$, de la réactance homopolaire x_0 et de la réactance inverse x_2, mais influe fortement sur la valeur de la réactance de réaction d'induit x_{ad} et par cela même sur la valeur de la réactance directe $x_1 = x_d = x_{\sigma a} + x_{ad}$. Dans les expressions obtenues plus haut pour les courants de courts-circuits dissymétriques la valeur de la réactance x_1 devient pour cette raison dans une certaine mesure indéterminée, ce qui rend difficile l'obtention des valeurs suffisamment précises des courants de court-circuit d'après ces expressions. Cette difficulté, lorsqu'il faut préciser les intensités des courants de courts-circuits dissymétriques, peut être tournée par la méthode indiquée plus bas, cette dernière étant basée sur la caractéristique à vide qui reflète la saturation du circuit magnétique.

Les relations quantitatives indiquées plus loin dans le texte et sur les dessins pour un court-circuit monophasé partent de l'hypothèse que le point neutre de l'alternateur est directement mis à la terre. En pratique le point neutre est généralement mis à la terre par l'intermédiaire d'une grande résistance et le courant de l'alternateur en court-circuit monophasé diminue considérablement.

Pour des valeurs déterminées des réactances directe, inverse et homopolaire de l'alternateur il est possible de construire les triangles de court-circuit pour des courts-circuits diphasé et monophasé par la même méthode que pour un court-circuit triphasé (fig. 14-13). Pour des courants de court-circuit égaux dans la phase I_{cc}, dans les trois cas les relations des F.M.M. de la réaction d'induit, créées par la composante symétrique du courant direct, seront:

$$F_{a3} : F_{a2} : F_{a1} = \frac{3}{2} \cdot \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{wk_b}{p} I_{cc} : \frac{2}{2} \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \times$$
$$\times \frac{wk_b}{p} I_{cc} : \frac{1}{2} \cdot \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{wk_b}{p} I_{cc} = 3 : \sqrt{3} : 1. \qquad (14\text{-}32)$$

Nous négligerons les résistances ohmiques des enroulements. La F.E.M. intérieure E_δ, induite dans l'enroulement statorique par le flux résultant dû au courant d'excitation et à la réaction d'induit

engendrée par le courant direct, est égale à:

$$E_\delta = E_0 - x_{ad} I_1 = E_a - x_{ad} I_1,$$

lors d'un court-circuit triphasé elle est égale à:

$$x_{\sigma a} I_{cc},$$

lors d'un court-circuit diphasé, selon (14-12) et (14-15), elle est égale à:

$$\frac{x_{\sigma a} + x_2}{\sqrt{3}} I_{cc}$$

et enfin pour un court-circuit monophasé, selon (14-16) et (14-20), elle est égale à:

$$\frac{x_{\sigma a} + x_2 + x_0}{3} I_{cc}.$$

Ainsi dans les trois cas, pour le même courant I_{cc}, les triangles de court-circuit BKA, PMA et QHA auront la forme indiquée sur la fig. 14-13.

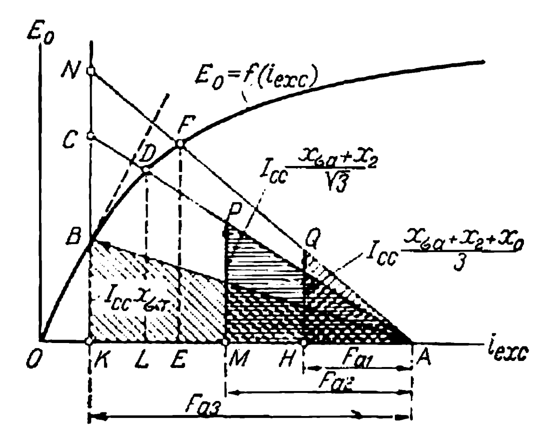


Fig. 14-13. **Triangles des courts-circuits triphasé, diphasé et monophasé.**

Si lors d'un court-circuit diphasé ou monophasé on fournit à l'alternateur la même excitation que lors d'un court-circuit triphasé, les F.M.M. de réaction d'induit et les F.É.M. de fuites doivent augmenter de telle façon que le point P du sommet du triangle de court-circuit, lors d'un court-circuit diphasé, passe au point D, situé à l'intersection de la courbe à vide et du prolongement de la ligne AP, et le point Q du sommet du triangle de court-circuit, lors d'un court-circuit monophasé, passe au point F qui se trouve à l'intersection de la courbe à vide et du prolongement de la ligne AQ.

Si lors d'un court-circuit diphasé le triangle de court-circuit PMA devenait égal au triangle CKA, le courant de court-circuit devrait alors

augmenter en comparaison avec le court-circuit triphasé dans le rapport $\sqrt{3}:1$, mais si le même triangle PMA, lors d'un court-circuit diphasé, est égal au triangle DLA, le courant augmentera seulement dans le rapport $\sqrt{3}\cdot\frac{LA}{KA}$. De la même façon, si lors d'un court-circuit monophasé le triangle de court-circuit devenait égal au triangle NKA au lieu du triangle QHA, le courant aurait augmenté en comparaison avec le court-circuit triphasé dans le rapport 3 : 1. Si le triangle de court-circuit est égal au triangle FEA, le courant augmentera seulement dans le rapport $3\cdot\frac{EA}{KA}$.

Ainsi dans les trois cas, pour des courants d'excitation égaux, les courants de court-circuit se trouveront dans les rapports suivants:

$$1:\sqrt{3}\cdot\frac{AL}{KA}:3\frac{EA}{KA}.$$

Pour les turbo-alternateurs à fuite totale de 10 % ce rapport sera 1 : 1,57 : 2,73. Pour les alternateurs lents à fuite de 30 % il sera 1 : 1,33 : 2,3. En moyenne on peut adopter pour les calculs préliminaires un rapport de courants pour courts-circuits prolongés de 1 : 1,5 : 2,5. La même relation peut être établie par la méthode décrite plus haut suivant les caractéristiques à vide et les triangles de court-circuit.

Si le court-circuit a lieu dans la ligne et non aux bornes de l'alternateur même, lors de la construction du triangle de court-circuit il faut augmenter son côté vertical de la valeur de la chute de tension réactive dans la ligne. Il faut tenir compte du fait que, conformément à l'analyse des courts-circuits dissymétriques, lors des courts-circuits dans la ligne il faut ajouter à chacune des réactances x_0, x_1 et x_2 de la machine même les réactances de séquences correspondantes de la ligne de transport.

Pour les lignes, les réactances directe et inverse sont $x_{l1} = x_{l2} = x_l$ et la réactance homopolaire x_{l0} est inférieure aux deux premières. De cette façon, si, par exemple, lors d'un court-circuit diphasé aux bornes de l'alternateur la F.É.M. interne E_δ est:

$$E_\delta = \frac{x_{\sigma a}+x_2}{\sqrt{3}} I,$$

lors d'un court-circuit diphasé dans la ligne elle sera:

$$E_\delta = \left(\frac{x_{\sigma a}+x_2}{\sqrt{3}} + \frac{2x_l}{\sqrt{3}}\right) I.$$

La fig. 14-14 représente les constructions correspondantes pour le cas d'un court-circuit dans la ligne. Il est évident que le courant, lors d'un court-circuit triphasé dans la ligne, sera réduit dans le rapport $\frac{CB}{AB}$ (fig. 14-14,*a*), lors d'un court-circuit diphasé dans le

rapport $\frac{EB}{DB}$ (fig. 14-14,*b*) et lors d'un court-circuit monophasé dans le rapport $\frac{HB}{FB}$ (fig. 14-14,*c*).

Si dans un alternateur synchrone se produit le court-circuit d'une spire ou d'une partie de l'enroulement, par suite de la très faible action démagnétisante due à la F.M.M. de réaction d'induit de cette partie de l'enroulement, la F.É.M. induite due à l'excitation est

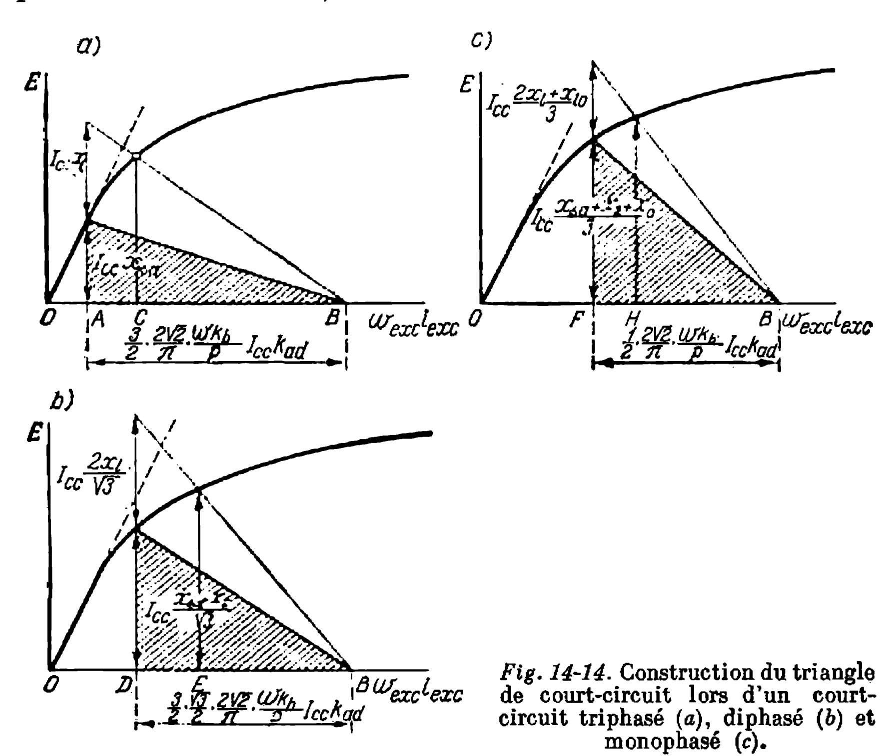


Fig. 14-14. Construction du triangle de court-circuit lors d'un court-circuit triphasé (*a*), diphasé (*b*) et monophasé (*c*).

équilibrée surtout par la F.É.M. due aux champs de fuites. Etant donné que cette F.É.M., pour la valeur nominale du courant, représente une partie relativement petite de toute la F.É.M. due au flux d'excitation (12 à 20 %), le courant doit augmenter très fortement jusqu'à l'équilibrage de ces F.É.M. L'effet thermique du courant dans la spire court-circuitée devient extrêmement grand, l'isolation brûle et la section court-circuitée est alors mise à la masse de la machine.

Chapitre XV

COURT-CIRCUIT BRUSQUE DANS UNE MACHINE SYNCHRONE

15-1. Tableau physique d'un court-circuit brusque

Un court-circuit brusque dans le circuit des enroulements statoriques d'une machine synchrone représente, malgré sa durée relativement brève, un processus très pénible pour la machine même ainsi que pour les appareils, les lignes de transport et les réseaux liés à cette machine, car les appels de courant dans ce cas peuvent dépasser les valeurs nominales des courants de 10 à 15 fois.

Le phénomène d'un court-circuit brusque diffère considérablement d'un court-circuit permanent. Lors d'un court-circuit symétrique permanent la F.M.M. de réaction d'induit a une amplitude constante dans le temps et, tournant au synchronisme avec le rotor, n'induit pas de courants dans les enroulements rotoriques. Mais lors d'un court-circuit brusque les courants statoriques varient en grandeur par suite de quoi le flux de réaction d'induit varie également et induit des courants dans les enroulements rotoriques qui à leur tour influent sur les courants statoriques. La présence de tels couplages magnétiques entre le stator et le rotor rend le phénomène d'un court-circuit brusque très complexe.

Nous allons nous limiter d'abord à l'analyse d'un court-circuit brusque symétrique à vide où un court-circuit de toutes les phases de l'enroulement statorique a lieu simultanément aux bornes de sortie d'un alternateur fonctionnant à vide. Nous prendrons pour origine de temps ($t = 0$) l'instant du court-circuit.

Vu que le nombre de phases d'une machine polyphasée ne change pas en principe le déroulement du court-circuit brusque, nous examinerons le cas d'une machine synchrone diphasée la plus simple à pôles lisses qui comporte sur son rotor, en plus de l'enroulement d'excitation suivant l'axe longitudinal fermé sur l'excitatrice, un enroulement amortisseur court-circuité suivant l'axe transversal dont les paramètres r_{am} et L_{am} sont les mêmes que ceux de l'enroulement d'excitation. Pour plus de clarté, comme cela a été fait pour le cas des machines à courant continu, nous placerons sur le stator au lieu d'un enroulement en tambour un enroulement diphasé en anneau. Supposons qu'à l'instant initial d'un court-circuit $t = 0$ (fig. 15-1) l'axe de la phase $A - A'$ se trouve sur l'axe longitudinal du rotor et

l'axe de la phase $B - B'$ se trouve sur l'axe transversal; donc la F.É.M. dans la phase BB' a pour $t = 0$ sa valeur maximale et dans la phase AA' elle est nulle. L'enroulement d'excitation crée un flux magnétique utile Φ_{0exc} qui encercle entièrement à l'instant $t = 0$ la phase AA' et le flux magnétique dans le circuit de l'enroulement de la phase $B - B'$ est nul [1]. De plus, l'enroulement d'excitation a un flux de fuite $\Phi_{\sigma exc}$ encerclé seulement par l'enroulement d'excitation.

Lorsque le rotor tourne de 90 degrés électriques depuis la position initiale de court-circuit, la disposition relative des enroulements statoriques et rotoriques aura la forme indiquée sur la fig. 15-2,*a*. Dans

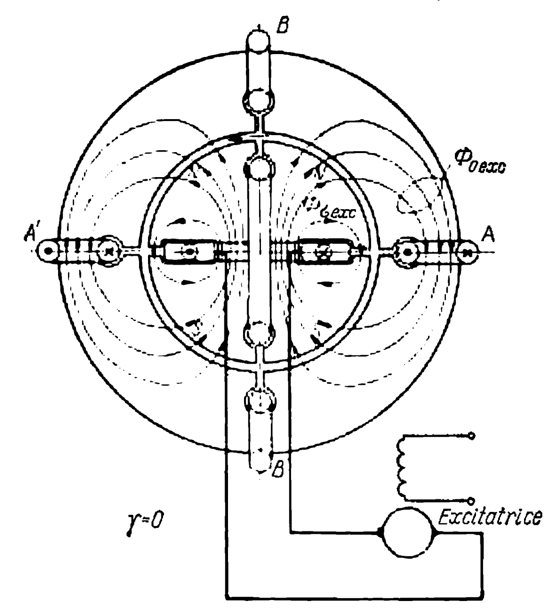


Fig. 15-1. Flux magnétiques d'une machine synchrone à l'instant initial d'un court-circuit brusque.

ce cas, le flux magnétique utile d'excitation Φ_{0exc} sera mis hors de l'enroulement statorique de la phase $A - A'$ et introduit dans l'enroulement de la phase $B - B'$.

Supposons d'abord que les résistances des enroulements statoriques et de l'enroulement d'excitation sont nulles, c'est-à-dire que les enroulements sont des circuits électriques supra-conductifs. Vu que les encerclements de flux des circuits supra-conductifs doivent

[1] Dans le cas général, il est plus exact de parler des encerclements de flux mais dans les exemples choisis avec des enroulements à une spire sur le stator et sur le rotor les encerclements de flux sur la fig. 15-1 et autres sont égaux aux flux et pour cette raison on peut dans ces conditions parler des flux.

rester invariables dans toutes les conditions, lors de la rotation du rotor dans les enroulements statoriques et rotoriques doivent être induits des courants tels que les encerclements de flux résultants de tous les enroulements restent les mêmes qu'à l'instant initial du court-circuit (fig. 15-1).

Pour cette raison, lorsque le rotor tourne d'un angle $\gamma = 90°$ (fig. 15-2,*a*) depuis la position initiale, pour $t = 0$ dans la phase $A - A'$ sera induit un courant de sens tel que le flux $\Phi_{0A} + \Phi_{\sigma A}$ créé par lui (fig. 15-2,*a* — en pointillé) passe par le circuit de la phase $A - A'$ dans le même sens que le flux des pôles (fig. 15-1). Mais, vu que le flux Φ_{0A} est aussi encerclé par l'enroulement amortisseur, dans ce dernier est aussi induit un courant de sens tel que le flux $\Phi_{0am} + \Phi_{\sigma am}$ créé par lui (fig. 15-2,*a* — en traits continus) est opposé au flux de la phase $A - A'$. Il en résulte que dans la phase $A - A'$ et dans l'enroulement amortisseur apparaissent des courants tels que les encerclements de flux de ces enroulements lors de la rotation du rotor (fig. 15-2,*a*) doivent rester les mêmes que pour $t = 0$ (fig. 15-1).

De la même façon, la pénétration du flux dû à l'excitation dans le circuit de la phase $B - B'$ provoque l'apparition dans cette dernière d'un courant créant un flux $\Phi_{0B} + \Phi_{\sigma B}$ dirigé en sens opposé à celui du flux dû aux pôles. Vu que le flux Φ_{0B}, passant par le rotor, est encerclé par l'enroulement d'excitation, dans ce dernier est induit un courant complémentaire qui empêche la diminution de l'encerclement de flux de cet enroulement. Il en résulte que dans la phase $B - B'$ et dans l'enroulement d'excitation circuleront également de tels courants que leurs encerclements de flux lors de la rotation du rotor (fig. 15-2,*a*) seront les mêmes que pour $t = 0$ (fig. 15-1).

Sur la fig. 15-2,*a* par les chemins magnétiques d'induction mutuelle, en traversant le stator et le rotor, doivent passer des lignes d'induction de sens différents produites par les F.M.M. du stator et du rotor qui sont opposées; ainsi on obtient un tableau résultant des champs indiqué sur la fig. 15-2,*b*. Il n'est pas difficile de voir que les encerclements de flux de tous les enroulements sont les mêmes qu'à l'instant initial (fig. 15-1). Vu que par suite de l'accroissement du courant dans l'enroulement d'excitation le flux de fuites augmente par rapport à sa valeur à l'instant initial $t = 0$ (fig. 15-1):

$$\Phi'_{\sigma exc} > \Phi_{\sigma exc},$$

le flux d'induction mutuelle diminue en proportion:

$$\Phi'_{0exc} < \Phi_{0exc}.$$

Mais on peut tracer un tableau équivalent des flux (fig. 15-2,*c*) dans lequel les flux, directement encerclés par l'enroulement d'excitation, à l'instant $\gamma = \omega t = \pi/2$ seront les mêmes qu'à l'instant initial $t = 0$ mais un flux complémentaire apparaîtra, encerclé par l'enroulement statorique $B - B'$, passant par l'entrefer et ensuite

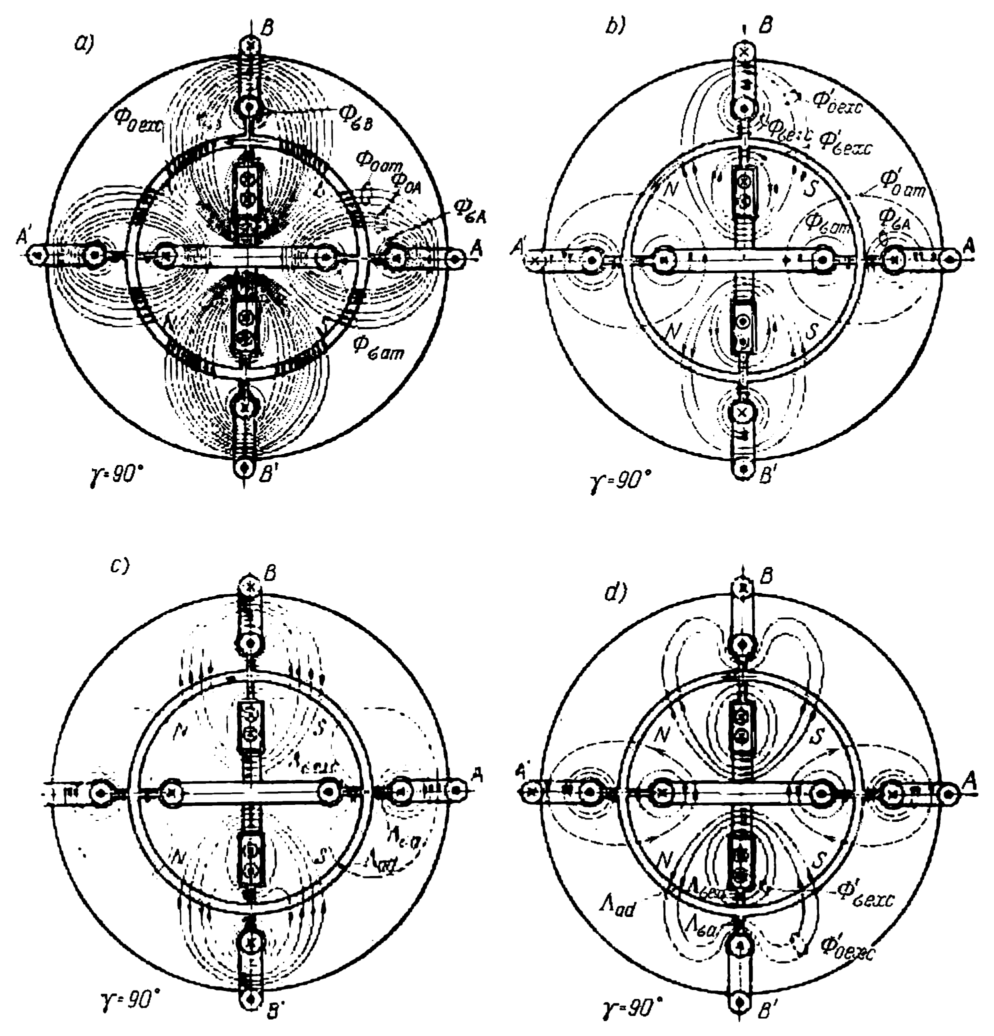


Fig. 15-2. **Flux magnétiques d'une machine synchrone un quart de période après le commencement d'un court-circuit brusque.**

par les chemins de fuites du système d'excitation. On peut représenter de manière identique les flux encerclés par les enroulements de la phase $A - A'$ et qui seront absolument de même nature que les flux de la phase $B - B'$.

Désignons les perméances du circuit d'induction mutuelle par Λ_{ad}, des circuits de fuites des enroulements statoriques par $\Lambda_{\sigma a}$ et des enroulements rotoriques (d'excitation et d'amortissement admis comme égaux) par $\Lambda_{\sigma exc}$. Ces perméances correspondent à celles des entrefers (fig. 15-2,*c*).

Selon la fig. 15-2,*c* le flux encerclé par la phase $A - A'$ est égal à la somme des deux composantes dont l'une passe par la voie à perméance $\Lambda_{\sigma a}$ et l'autre successivement par les voies à perméances Λ_{ad} et $\Lambda_{\sigma exc}$. En tenant compte du fait que, lors du calcul de la perméance équivalente, les perméances en parallèle s'ajoutent et pour celles en série on additionne les réluctances qui leur sont inverses, on trouve que la perméance totale pour tous les flux d'induction mutuelle et de fuites encerclés par les enroulements statoriques sera :

$$\Lambda_d' = \Lambda_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{\Lambda_{ad}} + \frac{1}{\Lambda_{\sigma exc}}} = \Lambda_{\sigma a} + \frac{\Lambda_{\sigma exc}\Lambda_{ad}}{\Lambda_{\sigma exc} + \Lambda_{ad}} .$$

Vu que la somme des flux qui sur la fig. 15-2,*c* sont encerclés seulement par l'enroulement statorique doit être égale au flux utile Φ_{0exc} pénétrant dans l'enroulement $A - A'$ à l'instant $\omega t = 0$, le courant dans les enroulements statoriques $A - A'$ et $B - B'$ pour le nombre de spires par phase $w_a = 1$ sera:

$$i_a = \frac{\Phi_{0exc}}{\Lambda_d' w_a} = \frac{\Phi_{0exc}}{\Lambda_d'} .$$

Le tableau des encerclements de flux de la fig. 15-2,*b* permet également de tracer un tableau équivalent des flux encerclés par les enroulements rotoriques (fig. 15-2,*d*).

La perméance équivalente pour le flux de l'enroulement d'excitation à l'instant initial (fig. 15-1) est:

$$\Lambda_{0exc} = \Lambda_{\sigma exc} + \Lambda_{ad}$$

et pour l'instant $\omega t = \pi/2$ (fig. 15-2,*d*):

$$\Lambda_{0exc}' = \Lambda_{\sigma exc} + \frac{\Lambda_{ad}\Lambda_{\sigma a}}{\Lambda_{ad} + \Lambda_{\sigma a}} ,$$

car le flux de fuites $\Phi_{\sigma exc}'$ auquel correspond la perméance $\Lambda_{\sigma exc}$ s'ajoute au flux $\Phi_{\delta exc}'$ refoulé sur le chemin du flux de fuites de l'enroulement statorique et est déterminé par la somme des perméances correspondant aux perméances Λ_{ad} et $\Lambda_{\sigma a}$.

Vu que les encerclements de flux résultants pour les fig. 15-1 et 15-2,*d* sont $\Phi_{0exc} + \Phi_{\sigma exc} = \Phi_{0exc}' + \Phi_{\sigma exc}'$, les courants d'exci-

tation correspondants seront pour $w_{exc} = 1$:

$$i_{exc} = \frac{\Phi_{0exc} + \Phi_{\sigma exc}}{\Lambda_{0exc} w_{exc}} = \frac{\Phi_{0exc} + \Phi_{\sigma exc}}{\Lambda'_{0exc}}$$

et

$$i''_{exc} = \frac{\Phi'_{0exc} + \Phi'_{\sigma exc}}{\Lambda'_{0exc} w_{exc}} = \frac{\Phi_{0exc} + \Phi_{\sigma exc}}{\Lambda_{0exc}}$$

d'où

$$i'_{exc} = \frac{\Lambda_{0exc}}{\Lambda'_{0exc}} i_{exc},$$

et la pointe complémentaire du courant dans l'enroulement d'excitation à l'instant $\omega t = \pi/2$, comparé à l'instant $t = 0$, sera:

$$\Delta i'_{exc} = i'_{exc} - i_{exc} = \frac{\Lambda_{0exc} - \Lambda'_{0exc}}{\Lambda'_{0exc}} i_{exc} =$$

$$= \frac{\Lambda^2_{ad}}{\Lambda_{\sigma exc}\Lambda_{ad} + \Lambda_{ad}\Lambda_{\sigma a} + \Lambda_{\sigma a}\Lambda_{\sigma exc}} i_{exc}.$$

En tenant compte des relations entre Φ_{0exc} et $\Phi_{\sigma exc}$ sur la fig. 15-1, admettons $\Lambda_{ad} = 3$ et $\Lambda_{\sigma exc} = 1$. Conformément aux relations entre $\Phi_{\sigma A}$ et Φ_{0A} selon la fig. 15-2,*a* on aura:

$$\Lambda_{\sigma a} = \frac{\Phi_{\sigma A}}{\Phi_{0A}} \Lambda_{ad} = \frac{1}{2} \cdot 3 = \frac{3}{2}.$$

En introduisant ces valeurs des perméances dans l'expression pour $\Delta i'_{exc}$, on obtient:

$$\Delta i'_{exc} = i_{exc},$$

c'est-à-dire que dans le cas considéré pour un quart de tour du rotor le courant d'excitation augmente jusqu'à sa valeur double.

Examinons de la même façon le tableau de la répartition des encerclements de flux et des courants pour l'instant suivant $\omega t = \pi$, où le rotor et le flux d'excitation qu'il encercle tourneront depuis la position initiale ($t = 0$) d'un angle $\gamma = 180°$.

Dans ce cas, le flux du rotor pénètre dans les circuits des enroulements statoriques $A - A'$ dans le sens opposé mais puisque les encerclements de flux par ces enroulements doivent rester égaux aux encerclements de flux pour l'instant initial $t = 0$ (fig. 15-1) il est évident qu'autour des enroulements statoriques doit naître un encerclement de flux deux fois plus grand qu'à l'instant $\omega t = \pi/2$ (fig. 15-2,*c*) et le tableau total des encerclements de flux prendra la forme indiquée sur la fig. 15-3,*a*. Pour que les encerclements de flux puissent augmenter de deux fois il est évident que dans ces enroulements à l'instant $\omega t = \pi$, par rapport à l'instant précédent $\omega t = \pi/2$, le courant doit augmenter de deux fois. Inversement, dans les enroulements de la phase $B - B'$ à cet instant le courant devient nul, vu

que ces enroulements deviennent coaxiaux par rapport à l'enroulement d'excitation et au flux utile Φ_{0exc} créé par ce dernier.

Le tableau des encerclements de flux de la fig. 15-3,*a* peut être ramené au tableau équivalent des encerclements de flux relatifs, à l'enroulement d'excitation (fig. 15-3,*b*).

Dans ce cas, le flux Φ''_{0exc}, selon la fig. 15-3,*b*, occupe seulement un quart de la section du flux de fuites du stator et pour cette raison la perméance résultante du flux d'excitation est:

$$\Lambda''_{0exc}=\Lambda_{\sigma exc}+\frac{\Lambda_{ad}\cdot\frac{1}{4}\Lambda_{\sigma a}}{\Lambda_{ad}+\frac{1}{4}\Lambda_{\sigma a}}$$

et la pointe du courant d'excitation par rapport à sa valeur à l'instant $t=0$ sera:

$$\Delta i''_{exc}=\frac{\Lambda_{0exc}-\Lambda''_{0exc}}{\Lambda''_{0exc}}=\frac{\Lambda^2_{ad}}{\Lambda_{\sigma exc}\Lambda_{ad}+\frac{1}{4}\Lambda_{ad}\Lambda_{\sigma a}+\frac{1}{4}\Lambda_{\sigma a}\Lambda_{\sigma exc}}\,i_{exc}.$$

En introduisant les valeurs de la perméance, on obtient:

$$\Delta i''_{exc}=2i_{exc},$$

c'est-à-dire à l'instant $\omega t=\pi$ la valeur du courant d'excitation sera triple.

De la même façon pour l'instant suivant $\omega t=\frac{3\pi}{2}$ on peut tracer les encerclements de flux équivalents pour les enroulements statoriques de phase $B-B'$ et $A-A'$ (fig. 15-4,*a*) et pour les enroulements rotoriques (fig. 15-4,*b*).

Le tableau des encerclements de flux des enroulements d'excitation et des enroulements de phase du stator $B-B'$ pour l'instant $\omega t=3\pi/2$ est identique à celui des encerclements de flux à l'instant $\omega t=\pi/2$ (fig. 15-2,*c*) mais les encerclements de flux et les courants dans les enroulements de la phase $B-B'$ changent de signe vu que les courants opposés du système d'excitation changent leur signe.

Les encerclements de flux et les courants dans les enroulements pour l'instant $\omega t=2\pi$ qui correspond à la rotation du rotor d'un angle de 360 ° depuis la position initiale sont entièrement conformes à la position initiale du rotor à l'instant $t=0$. De la même façon pour les résistances nulles des enroulements on obtient des tableaux identiques de la répartition des courants et des encerclements de flux pour les instants:

$$\omega t=\frac{\pi}{2},\ \frac{5\pi}{2},\ \frac{9\pi}{2},\ \ldots$$

$$\omega t=\pi,\quad 3\pi,\quad 5\pi,\ \ldots$$

$$\omega t=\frac{3\pi}{2},\ \frac{7\pi}{2},\ \frac{11\pi}{2},\ \ldots$$

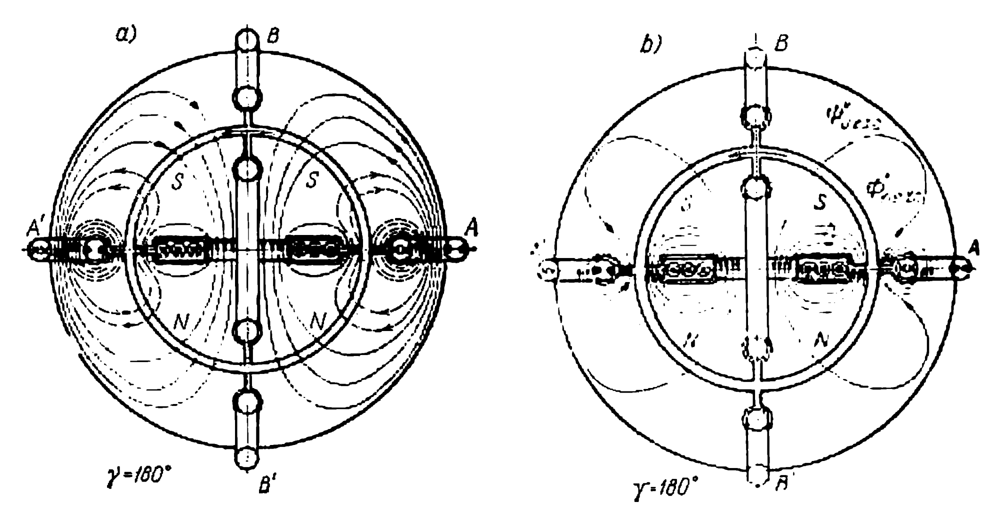


Fig. 15-3. **Flux magnétiques d'une machine synchrone une demi-période après le commencement d'un court-circuit brusque.**

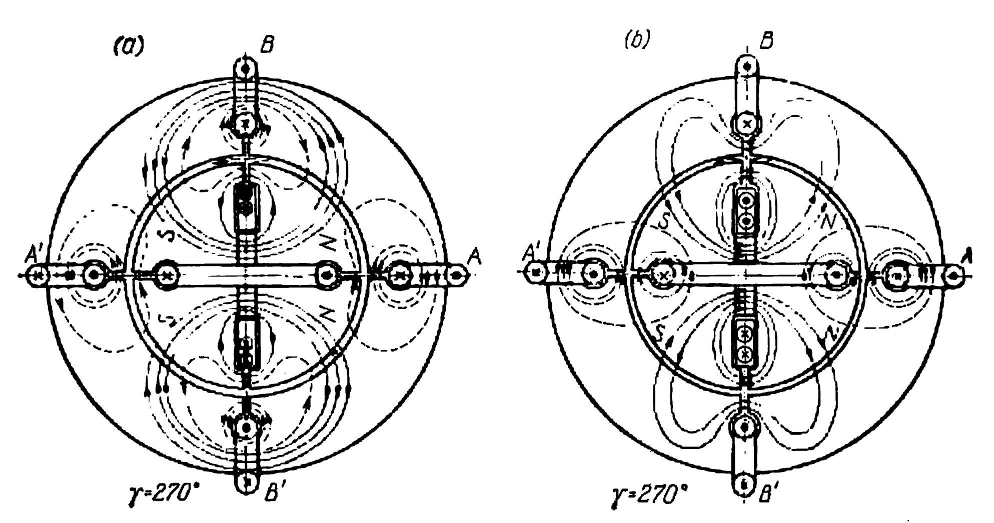


Fig. 15-4. **Flux magnétiques d'une machine synchrone trois quarts de période après le commencement d'un court-circuit brusque.**

Les courants dans les enroulements de phase du stator, les enroulements d'excitation et les amortisseurs du rotor pour les instants correspondant aux différentes positions angulaires du rotor après l'instant initial d'un court-circuit brusque $t = 0$ peuvent être

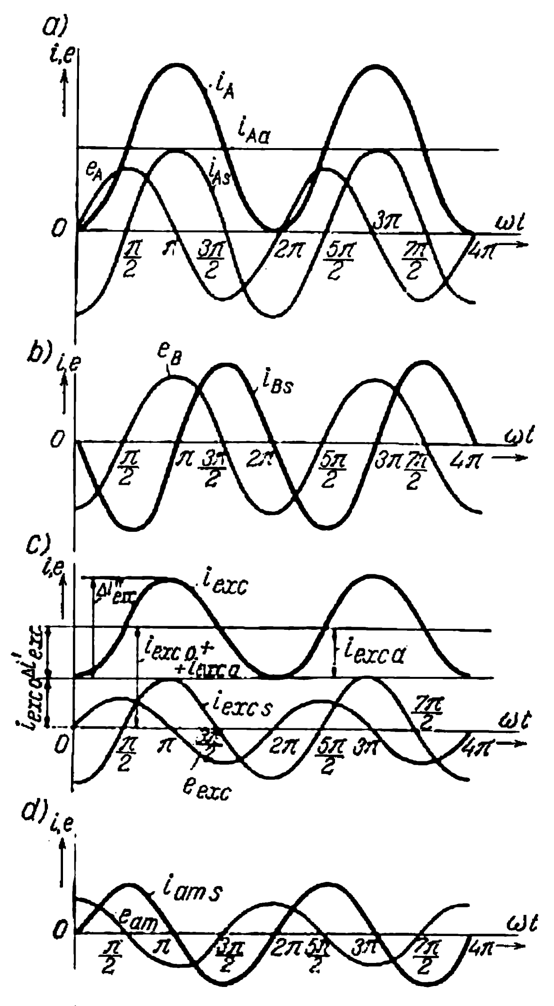


Fig. 15-5. Courbes de variation des courants des enroulements statorique et rotorique d'une machine synchrone lors d'un court-circuit brusque en l'absence d'amortissement.

présentés sous forme des courbes de la fig. 15-5. Sur la fig. 15-5,*a* sont données les courbes de la F.É.M. e_A et du courant i_A dans l'enroulement de la phase $A - A'$ qui correspondent aux tableaux des encerclements de flux et des courants des fig. 15-1 ; 15-2,*b* ;

15-3,*a* et 15-4,*a*, où on voit que le courant i_A peut être décomposé en une composante apériodique i_{Aa} et une composante symétrique périodique i_{As} décalée de 90° par rapport à la F.É.M. e_A induite dans cet enroulement par le flux d'induction mutuelle Φ_{0exc}.

Les courbes de la fig. 15-5,*a* correspondent au branchement du circuit à auto-induction L et à résistance $r = 0$ sur une F.É.M. sinusoïdale e_A qui à l'instant initial $t = 0$ passe par la valeur nulle :

$$e_A = E_m \sin(\omega t + \psi) = L \frac{di_A}{dt},$$

ce qui donne au courant l'expression suivante :

$$i_A = \frac{1}{L} \int_0^t E_m \sin(\omega t + \psi) = -\frac{E_m}{\omega L} \cos(\omega t + \psi) + \frac{E_m}{\omega L} \cos\psi,$$

où dans le cas considéré $\psi = 0$.

Les courbes de la fig. 15-5,*b* donnent la F.É.M. e_B et le courant i_B de l'enroulement de la phase $B - B'$ lorsque à l'instant initial la F.É.M. passe par le maximum négatif, ce qui se produit lorsque la phase initiale $\psi = -\pi/2$. Dans ce cas le courant

$$i_B = \frac{E_m}{\omega L} \sin \omega t.$$

La fig. 15-5,*c* représente la courbe de variation du courant d'excitation i_{exc} qui correspond aux fig. 15-1, 15-2,*b*, 15-3,*b* et 15-4,*b*.

Le courant d'excitation résultant i_{exc} peut être décomposé en trois composantes :

1. Le courant d'excitation initial i_{exc0} qui existe à l'instant $t = 0$ et qui est créé par la F.É.M. de l'excitatrice.
2. La composante apériodique i_{exca} qui est égale à la pointe supplémentaire du courant d'excitation $\Delta i'_{exc}$ aux instants $\omega t = \pi/2$ et $\omega t = 3\pi/2$;
3. La composante symétrique périodique du courant d'excitation i_{excs} d'amplitude :

$$I_{excsm} = \Delta i'_{exc}.$$

L'écart maximal du courant d'excitation depuis sa valeur initiale i_{exc0} est :

$$2I_{excsm} = \Delta i''_{exc}.$$

De cette façon, le courant résultant

$$i_{exc} = i_{exc0} + i_{exca} + i_{excs}.$$

Vu que les enroulements du stator et ceux du rotor sont des circuits à couplage inductif d'un transformateur tournant, on peut admettre que la composante constante du courant d'excitation $i_{exc0} + i_{exca} = i_{exc0} + \Delta i'_{exc}$ induit dans les enroulements de phase statoriques $A - A'$ et $B - B'$ des courants périodiques de

court-circuit i_{As} et i_{Bs} et la composante apériodique des enroulements statoriques i_{Aa} induit dans l'enroulement d'excitation un courant périodique i_{excs}.

La fig. 15-5,*d* représente la courbe de variation du courant i_{ams} de l'enroulement amortisseur situé suivant l'axe transversal et la courbe de variation de la F.É.M. e_{am} induite dans l'enroulement amortisseur par le courant apériodique du stator.

Dans le cas considéré, la composante apériodique du courant statorique est apparue dans la phase $A — A'$ et sa valeur est égale à l'amplitude de la composante périodique du courant statorique, car à l'instant initial du court-circuit l'enroulement d'excitation créait avec cette phase l'encerclement de flux maximal et la F.É.M. induite dans cette phase était nulle. Dans la phase $B — B'$ est apparue seulement la composante périodique du courant i_{Bs}, car à l'instant initial du court-circuit l'encerclement de flux de cette phase était nul et la F.É.M. e_B était maximale.

Pour une autre disposition relative des enroulements statorique et rotorique à l'instant initial du court-circuit la composante apériodique du courant peut apparaître seulement dans la phase $B — B'$ ou dans la phase $A — A'$ et dans la phase $B — B'$. En tenant compte des résistances des enroulements, les composantes apériodiques des flux statorique et rotorique, comme indiqué plus bas, ne restent pas invariables mais s'amortissent graduellement suivant des constantes de temps déterminées.

15-2. Encerclements de flux des enroulements statorique et rotorique d'une machine synchrone

Pour l'analyse quantitative du processus d'un court-circuit brusque il faut établir les relations entre les encerclements de flux et les courants de différents enroulements de la machine et leur disposition relative.

On peut exprimer les encerclements de flux des enroulements statorique et rotorique en fonction de la position angulaire en partant des faits suivants.

La fig. 15-6 représente la disposition relative du rotor et des enroulements statoriques d'une machine synchrone diphasée à pôles lisses à l'instant t, où l'axe longitudinal du rotor tournera d'un angle γ depuis l'axe de la phase $A — A'$. On adopte comme sens positif de l'axe longitudinal le sens du flux principal d'excitation du rotor. Le sens positif de l'axe transversal du rotor est en avance sur l'axe longitudinal du rotor de 90°. On adopte comme sens positifs des axes des enroulements statoriques les sens des flux créés par ces enroulements lors du passage du courant du commencement vers la fin. Pour simplifier le raisonnement, les nombres de spires des circuits rotoriques sont considérés comme ramenés au nombre de spires des enroulements de phase du stator $w_{exc} = w_{am} = \omega_a$.

On obtient l'encerclement de flux de la phase $A - A'$ du stator, créé par les F.M.M. du rotor, en projetant selon la fig. 15-6 les flux de l'enroulement d'excitation et de l'enroulement amortisseur, agissant suivant les axes d et q, sur l'axe de la phase $A - A'$:

$$\psi_{Ar} = k\Lambda_{ad}w_a^2 i_{exc} \cos\gamma - k\Lambda_{aq}w_a^2 i_{am} \sin\gamma.$$

L'encerclement de flux de la phase $B - B'$ dû aux flux du rotor est donc :

$$\psi_{Br} = k\Lambda_{ad}w_a^2 i_{exc} \sin\gamma + k\Lambda_{aq}w_a^2 i_{am} \cos\gamma,$$

où $\gamma = \omega t + \gamma_0$ représente l'angle variable dans le temps entre les sens positifs de l'axe longitudinal du rotor et de l'axe de la

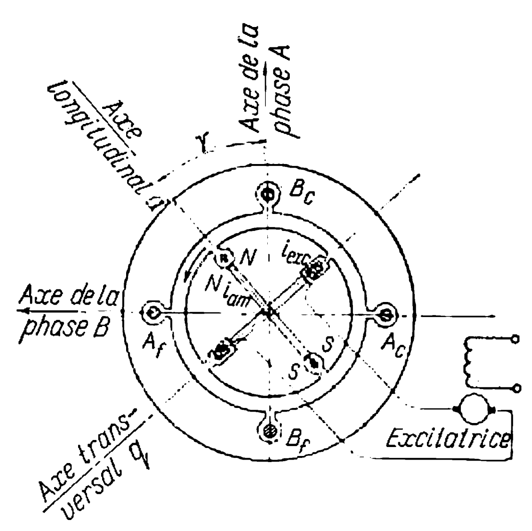


Fig. 15-6. Position relative des enroulements statorique et rotorique d'un alternateur synchrone et de leurs axes pour un instant quelconque.

phase $A - A'$ de l'enroulement statorique; Λ_{ad} et Λ_{aq} sont les perméances suivant les circuits d'induction mutuelle des axes longitudinal et transversal du rotor qui pour une machine synchrone à pôles lisses sont considérés comme égaux;

k est le coefficient de proportionnalité et γ_0 détermine la position angulaire du rotor prise comme position initiale.

Les courants i_A et i_B des phases du stator créent dans les sens positifs des axes longitudinal et transversal du rotor des F.M.M. qui sont :

$$F_d = kw_a \left[i_A \cos\gamma + i_B \cos\left(\frac{\pi}{2} - \gamma\right) \right] = kw_a [i_A \cos\gamma + i_B \sin\gamma],$$

$$F_q = kw_a \left[-i_A \sin\gamma + i_B \sin\left(\frac{\pi}{2} - \gamma\right) \right] = kw_a [-i_A \sin\gamma + i_B \cos\gamma].$$

L'encerclement de flux de la phase $A-A'$ créé par la F.M.M. des enroulements statoriques est :

$$\psi_{As}=k\Lambda_d w_a^2 \cos\gamma\,[i_A\cos\gamma+i_B\sin\gamma]+k\Lambda_q w_a^2\sin\gamma\,[i_A\sin\gamma-i_B\cos\gamma],$$

où

$$\Lambda_d=\Lambda_{\sigma a}+\Lambda_{ad} \quad \text{et} \quad \Lambda_q=\Lambda_{\sigma a}+\Lambda_{aq}$$

sont les perméances totales du stator suivant les axes longitudinal et transversal.

De façon analogue, l'encerclement de flux de la phase $B-B'$ dû à la F.M.M. du stator est :

$$\psi_{Bs}=k\Lambda_d w_a^2\sin\gamma\,[i_A\cos\gamma+i_B\sin\gamma]-k\Lambda_q w_a^2\cos\gamma\,[i_A\sin\gamma-i_B\cos\gamma].$$

Plus loin, pour simplifier, nous envisagerons une machine synchrone à pôles lisses.

Avec une machine à pôles lisses on a $\Lambda_d=\Lambda_q=\Lambda_a$ et pour cette raison

$$\psi_{As}=k\Lambda_d w_a^2 i_A$$

et par conséquent pour la phase $B-B'$:

$$\psi_{Bs}=k\Lambda_d w_a^2 i_B.$$

Les encerclements de flux totaux des phases $A-A'$ et $B-B'$ dus à tous les flux créés par les F.M.M. du stator et du rotor seront pour une machine à pôles lisses :

$$\psi_A=\psi_{Ar}+\psi_{As}=k\Lambda_{ad}w_a^2\,[i_{\text{exc}}\cos\gamma-i_{\text{am}}\sin\gamma]+k\Lambda_d w_a^2 i_A, \quad (15\text{-}1)$$

$$\psi_B=\psi_{Br}+\psi_{Bs}=k\Lambda_{ad}w_a^2\,[i_{\text{exc}}\sin\gamma+i_{\text{am}}\cos\gamma]+k\Lambda_d w_a^2 i_B. \quad (15\text{-}2)$$

Les expressions des encerclements de flux des circuits rotoriques suivant les axes transversal et longitudinal dus aux F.M.M. des enroulements statoriques ont, selon la fig. 15-6, la forme suivante :

$$\psi_{ds}=kw_a^2\Lambda_{ad}\,[i_A\cos\gamma+i_B\sin\gamma];$$

$$\psi_{qs}=kw_a^2\Lambda_{ad}\,[-i_A\sin\gamma+i_B\cos\gamma].$$

Les encerclements de flux des circuits rotoriques dus aux flux du rotor, qui se ferment par le stator, ainsi qu'aux flux de fuites des enroulements rotoriques sont :

$$\psi'_{d\text{exc}}=kw_a^2\,(\Lambda_{ad}+\Lambda_{\sigma\text{exc}})\,i_{\text{exc}},$$

$$\psi'_{q\text{am}}=kw_a^2\,(\Lambda_{aq}+\Lambda_{\sigma\text{am}})\,i_{\text{am}}.$$

En admettant $\Lambda_{\sigma\text{exc}}\approx\Lambda_{\sigma\text{am}}$ et en désignant

$$\Lambda_{ad}+\Lambda_{\sigma\text{exc}}\approx\Lambda_{aq}+\Lambda_{\sigma\text{am}}=\Lambda_{\text{exc}},$$

on obtient pour les encerclements de flux totaux du rotor les expressions suivantes:

$$\Psi_{d\text{exc}} = \Psi'_{d\text{exc}} + \Psi_{ds} = kw_a^2\Lambda_{\text{exc}}i_{\text{exc}} + \\ + kw_a^2\Lambda_{ad}[i_A \cos\gamma + i_B \sin\gamma], \quad (15\text{-}3)$$

$$\Psi_{q\text{am}} = \Psi'_{q\text{am}} + \Psi_{qs} = kw_a^2\Lambda_{\text{exc}}i_{\text{am}} + \\ + kw_a^2\Lambda_{ad}[-i_A \sin\gamma + i_B \cos\gamma]. \quad (15\text{-}4)$$

Si pour $t = 0$ on admet l'angle γ_0 pour la position angulaire initiale de l'axe d du rotor par rapport à l'axe de la phase $A - A'$, on obtient comme expressions des encerclements de flux totaux des enroulements statorique et rotorique, en admettant $\gamma = \omega t + \gamma_0$, leurs expressions en fonction du temps:

a) pour les enroulements statoriques:

$$\Psi_A = k\Lambda_{ad}w_a^2[i_{\text{exc}} \cos(\omega t + \gamma_0) - i_{\text{am}} \sin(\omega t + \gamma_0)] + \\ + k\Lambda_d w_a^2 i_A; \quad (15\text{-}5)$$

$$\Psi_B = k\Lambda_{ad}w_a^2[i_{\text{exc}} \sin(\omega t + \gamma_0) + i_{\text{am}} \cos(\omega t + \gamma_0)] + \\ + k\Lambda_d w_a^2 i_B; \quad (15\text{-}6)$$

b) pour les enroulements rotoriques:

$$\Psi_{d\text{exc}} = k\Lambda_{\text{exc}}w_a^2 i_{\text{exc}} + k\Lambda_{ad}w_a^2[i_A \cos(\omega t + \gamma_0) + \\ + i_B \sin(\omega t + \gamma_0)]; \quad (15\text{-}7)$$

$$\Psi_{q\text{am}} = k\Lambda_{\text{exc}}w_a^2 i_{\text{am}} + k\Lambda_{ad}w_a^2[-i_A \sin(\omega t + \gamma_0) + \\ + i_B \cos(\omega t + \gamma_0)]. \quad (15\text{-}8)$$

Les coefficients des équations (15-5), (15-6), (15-7) et (15-8) représentent les inductances et les inductances mutuelles, à savoir:

a) l'inductance d'une phase du stator:

$$L_d = k\Lambda_d w_a^2; \quad (15\text{-}9)$$

b) l'inductance de l'enroulement d'excitation et de l'enroulement amortisseur:

$$L_{\text{exc}} = L_{\text{am}} = k\Lambda_{\text{exc}}w_a^2; \quad (15\text{-}10)$$

c) l'inductance mutuelle du stator et du rotor pour $w_a = w_{\text{exc}}$:

$$M_{ad} = k\Lambda_{ad}w_a^2. \quad (15\text{-}11)$$

De plus, désignons dans (15-5) et (15-6):

$$i_{rA} = i_{\text{exc}} \cos(\omega t + \gamma_0) - i_{\text{am}} \sin(\omega t + \gamma_0), \quad (15\text{-}12)$$

$$i_{rB} = i_{\text{exc}} \sin(\omega t + \gamma_0) + i_{\text{am}} \cos(\omega t + \gamma_0), \quad (15\text{-}13)$$

où la grandeur i_{rA} peut être appelée courant équivalent du rotor par rapport à la phase $A - A'$ et i_{rB} peut être appelée courant équivalent du rotor par rapport à la phase $B - B'$.

En tenant compte de ces désignations, on peut écrire les encerclements de flux du stator, selon (15-5) et (15-6), sous la forme suivante :

$$\Psi_A = M_{ad} i_{rA} + L_d i_A ; \tag{15-14}$$

$$\Psi_B = M_{ad} i_{rB} + L_d i_B . \tag{15-15}$$

De façon analogue on peut écrire les équations (15-7) et (15-8) pour les encerclements de flux du rotor :

$$\Psi_{d\text{exc}} = L_{\text{exc}} i_{\text{exc}} + M_{ad} i_{ad} ; \tag{15-16}$$

$$\Psi_{q\text{am}} = L_{\text{exc}} i_{\text{am}} + M_{ad} i_{aq} , \tag{15-17}$$

où

$$i_{ad} = i_A \cos(\omega t + \gamma_0) + i_B \sin(\omega t + \gamma_0) \tag{15-18}$$

et

$$i_{aq} = -i_A \sin(\omega t + \gamma_0) + i_B \cos(\omega t + \gamma_0) \tag{15-19}$$

représentent respectivement les courants équivalents du stator suivant les axes d et q du rotor.

Les expressions obtenues pour les encerclements de flux restent valables pour tous les régimes de fonctionnement de la machine quelles que soient les valeurs des courants statorique et rotorique en fonction du temps.

Il découle des équations (15-14) et (15-15) et des équations (15-16) et (15-17) que lors de l'examen des encerclements de flux totaux du système statorique, les courants équivalents rotoriques i_{rA} et i_{rB} sont, comme les courants statoriques réels i_A et i_B, des fonctions sinusoïdales du temps à amplitudes égales à i_{exc} et i_{am}. Pour cette raison les équations différentielles du système statorique peuvent être ramenées aux équations d'un transformateur statique à courants statoriques i_A et i_B et à courants rotoriques équivalents i_{rA} et i_{rB}.

De façon correspondante, les équations différentielles du système rotorique peuvent également être ramenées aux équations d'un transformateur statique à courants rotoriques réels i_{exc} et i_{am} et à courants statoriques équivalents i_{ad} et i_{aq}.

15-3. Etude analytique d'un court-circuit brusque

Lors de l'étude analytique d'un court-circuit nous supposerons que les paramètres de l'enroulement d'excitation et ceux de l'enroulement amortisseur aient été ramenés à l'enroulement statorique sans le préciser par des symboles spéciaux.

Lors d'un court-circuit les F.É.M. dans les circuits des enroulements statoriques sont créées seulement par la variation des encerclements de flux Ψ_A et Ψ_B. Si on admet que les résistances des enroulements statoriques et rotoriques sont nulles, la F.É.M. résul-

tante de la phase $A - A'$ doit être nulle :

$$-\frac{d\Psi_A}{dt}=0,$$

ce qui d'après (15-14) donne :

$$L_d\frac{di_A}{dt}+M_{ad}\frac{di_{rA}}{dt}=0. \qquad (15\text{-}20)$$

On peut représenter le courant de l'enroulement d'excitation i_{exc} sous la forme d'une somme :

$$i_{exc}=i_{exc0}+\Delta i_{exc},$$

où i_{exc0} représente la composante invariable du courant d'excitation, c'est-à-dire le courant d'excitation à vide créé par la F.É.M. de l'excitatrice, et Δi_{exc}, le courant induit par les courants circulant dans les enroulements statoriques.

D'après (15-12) le deuxième membre de l'équation (15-20) contient le terme :

$$-\omega M_{ad}i_{exc0}\sin(\omega t+\gamma_0)=-E_{0m}\sin(\omega t+\gamma_0) \qquad (15\text{-}21)$$

qui représente la F.É.M. de l'enroulement statorique à vide pour la phase initiale $\psi=\gamma_0$.

En admettant par la suite que le courant i_{rA} ne contient plus la composante correspondant à i_{exc0}, on peut écrire l'équation du circuit statorique (15-20) sous la forme définitive suivante :

$$L_d\frac{di_A}{dt}+M_{ad}\frac{di_{rA}}{dt}=E_{0m}\sin(\omega t+\psi). \qquad (15\text{-}22)$$

Conformément à (15-22), comme cela résulte de l'analyse physique du phénomène, le court-circuit brusque d'une machine synchrone excitée marchant à vide et dont la tension aux bornes $e_0 = E_{0m}\sin(\omega t+\psi)$ est équivalent à la connexion de la même machine mais sans excitation sur le réseau extérieur ayant à l'instant d'enclenchement la même tension en grandeur et en phase $E_{0m}\sin(\omega t+\psi)$. La seule différence consiste en ce que dans le dernier cas le courant de l'enroulement d'excitation ne contiendra pas la composante de la marche à vide due à l'excitatrice.

L'équation (15-22) détermine la variation du courant statorique durant le court-circuit mais elle contient deux inconnues et pour la résoudre nous allons utiliser l'équation du circuit rotorique équivalent :

$$L_{exc}\frac{di_{rA}}{dt}+M_{ad}\frac{di_A}{dt}=0. \qquad (15\text{-}23)$$

En déterminant depuis l'équation (15-23) di_{rA}/dt et en introduisant sa valeur dans l'équation (15-22) on obtient l'équation différentielle du premier degré :

$$\left(L_d-\frac{M_{ad}^2}{L_{exc}}\right)\frac{di_A}{dt}=L_d'\frac{di_A}{dt}=E_{0m}\sin(\omega t+\psi), \qquad (15\text{-}24)$$

d'où, vu que pour $t=0$ on a $i_A=0$, nous obtenons:

$$i_A=\frac{1}{L'_d}\int E_{0m}\sin(\omega t+\psi)+C=-\frac{E_{0m}}{\omega L'_d}\cos(\omega t+\psi)+$$
$$+\frac{E_{0m}}{\omega L'_d}\cos\psi=i_{As}+i_{Aa}, \qquad (15\text{-}25)$$

où

$$L'_d=L_d-\frac{M^2_{ad}}{L_{exc}}=(M_{ad}+L_{\sigma a})-\frac{M^2_{ad}}{M_{ad}+L_{\sigma exc}}=$$
$$=L_{\sigma a}+\frac{1}{\frac{1}{M_{ad}}+\frac{1}{L_{\sigma exc}}} \qquad (15\text{-}26)$$

représente une grandeur équivalente de l'inductance de fuites de l'enroulement statorique qui tient compte de son couplage inductif avec les circuits rotoriques, $L_{\sigma a}$ et $L_{\sigma exc}$ étant respectivement les inductances de fuites de l'enroulement statorique et de l'enroulement d'excitation du rotor.

La réactance inductive faisant partie de l'égalité (15-25)

$$x'_d=\omega L'_d$$

est appelée réactance transitoire de l'enroulement statorique suivant l'axe longitudinal. Il est évident que cette réactance est inférieure à la réactance synchrone suivant l'axe longitudinal:

$$x_d=\omega L_d.$$

Pour la phase initiale $\psi=0$ le courant dans la phase A est

$$i=-\frac{E_{0m}}{\omega L'_d}\cos\omega t+\frac{E_{0m}}{\omega L'_d}=i_s+i_a \qquad (15\text{-}27)$$

et contient la valeur maximale de la composante apériodique i_a et pour $\psi=\pi/2$ seul le courant de la composante périodique reste:

$$i=-\frac{E_{0m}}{\omega L'_d}\sin\omega t=i_s, \qquad (15\text{-}28)$$

courant qui ne contient pas de composante apériodique et correspond au courant de la phase $B-B'$ dans le cas examiné sur la fig. 15-5.

De façon analogue on peut déterminer le courant i_{rA} de l'équation:

$$\left(\frac{L_dL_{exc}}{M_{ad}}-M_{ad}\right)\frac{di_{rA}}{dt}=L'_{exc}\frac{di_{rA}}{dt}=-E_{0m}\sin(\omega t+\psi) \qquad (15\text{-}29)$$

obtenue des équations (15-22) et (15-23) lorsqu'on en élimine i_A. En résolvant l'équation (15-29) on obtient:

$$i_{rA}=\frac{E_m}{\omega L'_{exc}}\cos(\omega t+\psi)-\frac{E_m}{\omega L'_{exc}}\cos\psi, \qquad (15\text{-}30)$$

où

$$L'_{exc}=\frac{L_d L_{exc}-M_{ad}^2}{M_{ad}}. \tag{15-31}$$

Pour la phase initiale $\psi=0$ on trouve le courant équivalent i_{rA} qui crée la F.M.M. des circuits rotoriques suivant l'axe de la phase $A-A'$:

$$i_{rA}=\frac{E_{0m}}{\omega L'_{exc}}\cos\omega t-\frac{E_{0m}}{\omega L'_{exc}}=i_{rAs}+i_{rAa}.$$

En introduisant dans la formule (15-30) $\psi=-\pi/2$ on trouve pour le même cas de court-circuit le courant équivalent i_{rB} qui crée la F.M.M. du rotor suivant l'axe de la phase B:

$$i_{rB}=\frac{E_{0m}}{\omega L'_{exc}}\sin\omega t=i_{rBs}.$$

Les courants réels des enroulements rotoriques peuvent être trouvés par les équations (15-12) et (15-13) si on les résout par rapport à i_{exc} et i_{am} et si on y introduit les valeurs obtenues de i_{rA} et i_{rB} en admettant $\gamma_0=0$:

$$\begin{gathered}i_{exc}=i_{rA}\cos\omega t+i_{rB}\sin\omega t=\\=-\frac{E_{0m}}{\omega L'_{exc}}\cos\omega t+\frac{E_{0m}}{\omega L'_{exc}}=i_{excs}+i_{exca},\end{gathered} \tag{15-32}$$

$$\begin{gathered}i_{am}=-i_{rA}\sin\omega t+i_{rB}\cos\omega t=\\=\frac{E_{0m}}{\omega L'_{exc}}\sin\omega t=I_{amsm}\sin\omega t=i_{ams}.\end{gathered} \tag{15-33}$$

Les valeurs obtenues de i_{exc} et i_{ams} correspondent aux courbes de la fig. 15-5 à l'exception du fait que la valeur obtenue de i_{exc} ne contient pas la composante i_{exc0} créée par l'excitatrice.

Jusqu'à présent nous admettions que les résistances du stator et du rotor étaient nulles. Si on tient compte d'abord de la résistance des enroulements statoriques r_a, dans le membre gauche de l'équation différentielle (15-24) il faut ajouter le terme $r_a i_A$, après quoi elle prend la forme suivante:

$$L'_d\frac{di_A}{dt}+r_a i_A=E_{0m}\sin(\omega t+\psi) \tag{15-34}$$

et, vu que pour $t=0$, on a $i_A=0$, la solution prend la forme suivante:

$$i_A=\frac{E_{0m}}{\sqrt{r_a^2+\omega^2 L_d'^2}}\sin(\omega t+\psi-\varphi')-\frac{E_{0m}\varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}}{\sqrt{r_a^2+\omega^2 L_d'^2}}\sin(\psi-\varphi'), \tag{15-35}$$

où

$$\varphi''=\mathrm{arctg}\,\frac{\omega L'_a}{r_a} \tag{15-36}$$

et la constante de temps

$$T_a = \frac{L'_d}{r_a}. \qquad (15\text{-}37)$$

Il en résulte que lorsque la résistance de l'enroulement statorique n'est pas nulle la composante apériodique du courant de court-circuit ne reste pas constante mais s'amortit avec une constante de temps T_a.

De la même façon, si dans le système des équations différentielles des circuits rotoriques (15-29) on tient compte de la résistance de l'enroulement d'excitation et de la résistance de l'enroulement amortisseur qui au début, pour simplifier l'analyse, étaient considérées comme égales et on admet que les résistances des enroulements statoriques sont nulles, l'équation (15-29) prend la forme suivante:

$$L'_{\text{exc}} \frac{di_{rA}}{dt} + r_{\text{exc}} i_{rA} = -E_{0m} \sin(\omega t + \psi) \qquad (15\text{-}38)$$

dont la solution nous conduira à l'expression suivante pour le courant d'excitation:

$$i_{\text{exc}} = -\frac{E_{0m}}{\sqrt{r_{\text{exc}}^2 + \omega^2 L_{\text{exc}}'^2}} \sin(\omega t + \psi - \varphi'') + \frac{E_{0m} e^{-\frac{t}{T'_d}}}{\sqrt{r_{\text{exc}}^2 + \omega^2 L_{\text{exc}}'^2}}, \qquad (15\text{-}39)$$

où

$$\varphi'' = \operatorname{arctg} \frac{\omega L'_{\text{exc}}}{r_{\text{exc}}} \qquad (15\text{-}40)$$

et la constante de temps

$$T'_d = \frac{L'_{\text{exc}}}{r_{\text{exc}}}. \qquad (15\text{-}41)$$

De cette façon, la composante apériodique du courant dans l'enroulement d'excitation ne restera non plus constante mais s'amortira avec une constante de temps T'_d. Les inductances équivalentes L'_d et L'_{exc} pratiquement diffèrent peu l'une de l'autre et pour cette raison la différence entre les grandeurs T_a et T'_d dépend surtout de la différence des valeurs relatives des résistances r_a et r_{exc}. Dans les machines synchrones r_a est généralement de 5 à 10 fois plus grande que r_{exc} et pour cette raison la constante de temps T'_d est beaucoup plus grande que T_a.

Les composantes périodiques des courants statoriques sont proportionnelles à la somme de la composante continue du courant d'excitation $i_{\text{exc}0}$ créée par l'excitatrice et de la composante apériodique du courant d'excitation $i_{\text{exc}a}$, c'est-à-dire à $i_{\text{exc}0} + i_{\text{exc}a}$, car les courants périodiques du stator sont induits par les courants rotoriques dont le sens est constant. Vu que la composante du courant d'excitation $i_{\text{exc}a}$ s'amortit avec la constante de temps T'_d, il est clair du point de vue physique que la part correspondante du courant périodique du stator dite *composante transitoire* s'amortit

avec la même constante de temps. De façon identique, les courants périodiques du rotor engendrés par le courant apériodique du stator s'amortissent avec une constante de temps T_a.

Pour tenir compte de l'influence des résistances des enroulements rotoriques sur l'amortissement du courant périodique du stator, ainsi que de l'influence des résistances du stator sur l'amortissement des courants périodiques du rotor, il faut résoudre le système d'équations différentielles (15-22) et (15-23) en ajoutant dans les membres gauches de ces équations les termes $r_a i_A$ et $r_{exc} i_{rA}$. Mais la solution précise est assez complexe. Pour des relations réelles entre les paramètres on peut obtenir des résultats suffisamment précis par la méthode suivante.

Conformément à ce qui a été dit pour la détermination du courant statorique, en tenant compte de l'amortissement de sa composante transitoire, on peut représenter l'amplitude de la F.É.M. à vide E_{0m} sous la forme de deux composantes dont l'une E'_{0m}, proportionnelle à la composante continue du courant d'excitation i_{exc0}, est constante dans le temps et l'autre, dont l'amplitude à l'instant initial est E''_{0m}, est proportionnelle au courant apériodique de l'enroulement d'excitation $i_{exc\,a}$ et s'amortit avec une constante de temps T'_d.

On a alors:

$$E'_{0m} + E''_{0m} = E_{0m};$$

$$E'_{0m} = \frac{i_{exc0}}{i_{exc0} + i_{exca}} E_{0m} = \frac{I_d}{I'_d} E_{0m};$$

$$E''_{0m} = \frac{i_{exc} - i_{exc0}}{i_{exc0} + i_{exca}} E_{0m} = \frac{I'_d - I_d}{I'_d} E_{0m} = \frac{x_d - x'_d}{x_d} E_{0m},$$

car au courant d'excitation à vide i_{exc0} correspond un courant permanent de court-circuit de stator I_d (valeur efficace) qui lui est proportionnel:

$$I_d = \frac{E_{0m}}{\sqrt{2}\omega L_d} = \frac{E_{0m}}{\sqrt{2} x_d}, \tag{15-42}$$

et au courant d'excitation total à l'instant initial du court-circuit $i_{exc} = i_{exc0} + i_{exc\,a}$ correspond un courant périodique initial de court-circuit de stator I'_d (valeur efficace) qui lui est proportionnel:

$$I'_d = \frac{E_{0m}}{\sqrt{2}\omega L'_d} = \frac{E_{0m}}{\sqrt{2} x'_d}. \tag{15-43}$$

De cette façon les équations déterminant le courant statorique peuvent être écrites sous la forme suivante:

$$\left.\begin{aligned} L_d \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{rA}}{dt} + r_a i_A &= \left(E'_{0m} + E''_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}}\right) \sin(\omega t + \varphi); \\ L_{exc} \frac{di_{rA}}{dt} + M_{ad} \frac{di_A}{dt} + r_{exc} i_{rA} &\approx L_{exc} \frac{di_{rA}}{dt} + M_{ad} \frac{di_A}{dt} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{15-44}$$

Il est à noter qu'en négligeant, dans la seconde équation, le terme $r_{exc} i_{rA}$ on peut obtenir lors de la solution des systèmes de deux équations l'équation résultante du premier degré et non du second degré, ce qui facilite la solution des équations en influant très peu sur la précision des résultats obtenus. Avec les simplifications indiquées plus haut, la solution du système d'équations pour le courant statorique donne:

$$i_A = \frac{E'_{0m} + E''_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}}}{\sqrt{r_a^2 + \omega^2 L_d'^2}} \sin(\omega t + \psi - \varphi') - \\ - \frac{E_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}}{\sqrt{r_a^2 + \omega^2 L_a'^2}} \sin(\psi - \varphi'). \qquad (15\text{-}45)$$

Si l'on choisit l'instant de commencement du court-circuit $t = 0$ de telle façon que pour la phase $A - A'$ on a $\psi = 0$, alors pour $\varphi' \approx \frac{\pi}{2}$ on aura $\psi - \varphi' \approx -\frac{\pi}{2}$ et pour la phase $B - B'$ on peut utiliser l'équation (15-45) pour $\psi - \varphi' = -\pi$. Les équations des courants pour ces phases prennent alors la forme suivante:

$$i_A = -\frac{E'_{0m} + E''_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}}}{z'_d} \cos \omega t + \frac{E_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}}{z'_d} = i_{As} + i_{Aa}; \qquad (15\text{-}46)$$

$$i_B = \frac{E'_{0m} + E''_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}}}{z'_d} \sin \omega t = i_{Bs}, \qquad (15\text{-}47)$$

où

$$\operatorname{tg} \varphi' = \frac{\omega L'_d}{r_a}.$$

De façon identique pour le courant d'excitation, vu que dans ce cas la composante périodique de ce dernier s'amortira avec une constante de temps T_a et la constante apériodique s'amortira avec une constante de temps T'_d, l'équation du courant d'excitation sans composante continue aura la forme suivante:

$$i_{exc} = -\frac{E''_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}}{z'_{exc}} \cos \omega t + \frac{E''_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}}}{z'_{exc}}. \qquad (15\text{-}48)$$

Dans les équations (15-46), (15-47) et (15-48) on a:

$$z'_d = \sqrt{r_a^2 + \omega^2 L_d'^2} \quad \text{et} \quad z'_{exc} = \sqrt{r_{exc}^2 + \omega^2 L_{exc}'^2}. \qquad (15\text{-}49)$$

Les résistances r_a et r_{exc} sont très petites par rapport aux réactances inductives:

$$x'_d = \omega L'_d \quad \text{et} \quad x'_{exc} = \omega L'_{exc}. \qquad (15\text{-}50)$$

Et pour cette raison on peut admettre:

$$z'_d \approx x'_d, \qquad z_{exc} \approx x'_{exc}.$$

La réactance x'_d est appelée réactance transitoire du stator suivant l'axe longitudinal et x'_{exc} est appelée réactance transitoire de l'enroulement d'excitation.

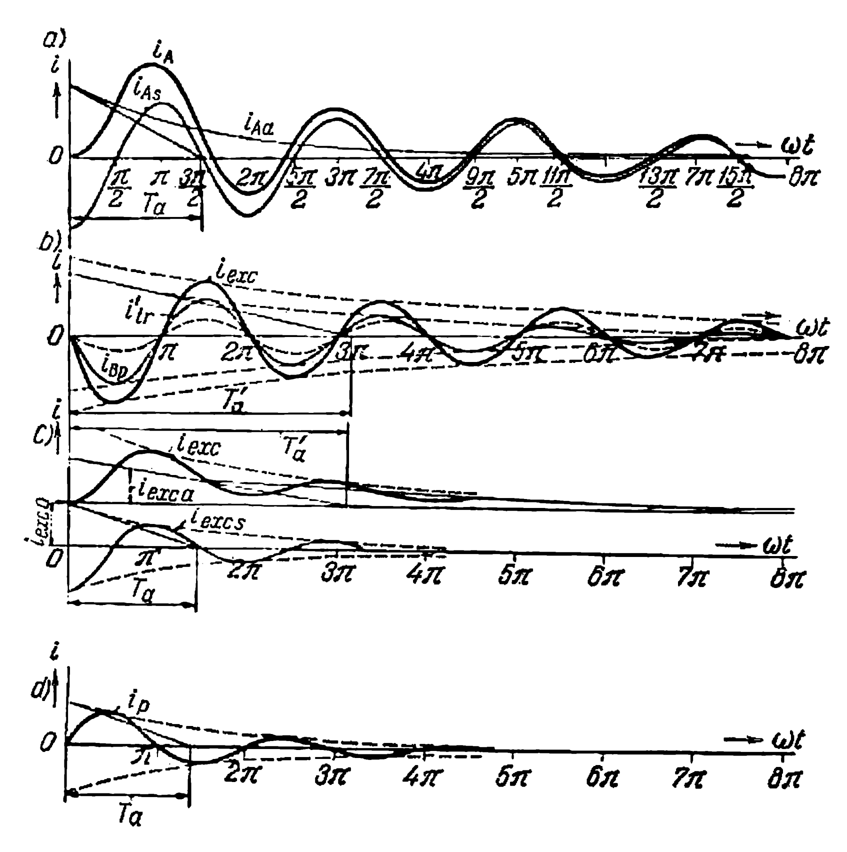


Fig. 15-7. Courbes de variation des courants des enroulements statorique et rotorique d'une machine synchrone lors d'un court-circuit brusque avec amortissement.

La fig. 15-7 donne les courbes de variation des courants statoriques i_A et i_B et du courant d'excitation i_{exc}.

La composante périodique du courant de la phase B (fig. 15-7) est décomposée en deux composantes: courant permanent de court-circuit i_{Bp} et composante transitoire i'_{tr} qui s'amortit avec la constante de temps T'_d.

15-4. Court-circuit brusque d'une machine synchrone à pôles lisses et à enroulements amortisseurs suivant les axes longitudinal et transversal

En examinant précédemment un court-circuit brusque, nous avons analysé le cas où l'enroulement amortisseur existait seulement suivant l'axe transversal et ses paramètres (inductances et résistance ramenées) étaient égaux à ceux du système d'excitation. Dans le cas réel, l'enroulement amortisseur est monté non seulement suivant l'axe transversal mais aussi suivant l'axe longitudinal et dans les machines rapides son inductance ramenée est plus petite et la résistance ramenée est au contraire beaucoup plus grande que celles de l'enroulement d'excitation.

Les équations différentielles des couplages inductifs des circuits statoriques et rotoriques pour l'axe longitudinal, si on tient compte de la résistance de l'enroulement amortisseur par la composante de la F.É.M. dans le circuit statorique qui s'amortit avec une constante de temps $T''_d = \frac{L''_{\text{am}}}{r_{\text{am}}}$ et si on néglige la résistance de l'enroulement d'excitation, prennent dans ce cas les formes suivantes:

$$\left.\begin{aligned} L_d \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{\text{exc}A}}{dt} + M_{ad} \frac{di_{\text{am}A}}{dt} + r_a i_A &= \\ = [E^{\text{III}}_{0m} + E^{\text{IV}}_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T''_d}}] \cdot \sin(\omega t + \psi)&, \\ L_{\text{exc}} \frac{di_{\text{exc}A}}{dt} + M_{ad} \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{\text{am}A}}{dt} &\approx 0, \\ L_{\text{am}} \frac{di_{\text{am}A}}{dt} + M_{ad} \frac{di_A}{dt} + M_{ad} \frac{di_{\text{exc}A}}{dt} &\approx 0, \end{aligned}\right\} \qquad (15\text{-}51)$$

où $i_{\text{exc}A}$ et $i_{\text{am}A}$ sont les courants équivalents de l'enroulement d'excitation et de l'enroulement amortisseur du rotor tournant, ramenés au système immobile des circuits statoriques, et M_{ad} représente l'induction mutuelle suivant l'axe longitudinal.

En éliminant $i_{\text{exc}A}$ et $i_{\text{am}A}$ des équations (15-51), on obtient:

$$L''_d \frac{di_A}{dt} + r_a i_A = [E^{\text{III}}_{0m} + E^{\text{IV}}_{0m} \varepsilon^{-\frac{t}{T''_d}}] \sin(\omega t + \psi), \qquad (15\text{-}52)$$

où L''_d est l'inductance équivalente de fuites de l'enroulement statorique suivant l'axe longitudinal, en tenant compte de l'effet d'écran de l'enroulement d'excitation et de l'enroulement amortis-

seur, égale à :

$$L''_d = (L_d - M_{ad}) + \frac{M_{ad}(L_{exc} - M_{ad})(L_{am} - M_{ad})}{L_{exc}L_{am} - M_{ad}^2} =$$

$$= (L_d - M_{ad}) + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{exc} - M_{ad}} + \frac{1}{L_{am} - M_{ad}}} =$$

$$= L_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{\sigma exc}} + \frac{1}{L_{\sigma am}}}. \quad (15\text{-}53)$$

En résolvant l'équation (15-52) par rapport au courant i_A, on trouve :

$$i_A = -\frac{E_{0m}^{III} + E_{0m}^{IV}\varepsilon^{-\frac{t}{T''_d}}}{\sqrt{r_a^2 + \omega^2 L_d'^2}} \sin(\omega t + \psi - \varphi''') -$$

$$- \frac{E_{0m}\varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}}{\sqrt{r_a^2 + \omega^2 L_d''^2}} \sin(\psi - \varphi''') = i''_{As} + i''_{Aa}, \quad (15\text{-}54)$$

où T_a est la constante de temps de l'amortissement du courant apériodique du stator avec un enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal du rotor, égale à :

$$T_a = \frac{L''_d}{r_a}, \quad (15\text{-}55)$$

et T''_d est la constante de temps de l'amortissement du courant apériodique de l'enroulement amortisseur et de la composante correspondante du courant périodique de l'enroulement statorique, égale à :

$$T''_d = \frac{L''_{am}}{r_{am}}, \quad (15\text{-}56)$$

où L''_{am} est l'inductance équivalente de fuites de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal, égale à :

$$L''_{am} = (L_{am} - M_{ad}) + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{exc} - M_{ad}} + \frac{1}{L_d - M_{ad}}} =$$

$$= L_{\sigma am} + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{\sigma exc}} + \frac{1}{L_{\sigma a}}}. \quad (15\text{-}57)$$

Lorsque la machine est dotée d'enroulements amortisseurs suivant les axes longitudinal et transversal, pendant la période initiale du court-circuit brusque il se produit un saut de courant plus fort dans les enroulements statoriques et dans l'enroulement amortisseur du rotor que lorsque l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal n'existe pas, parce que

$$L''_d < L'_d.$$

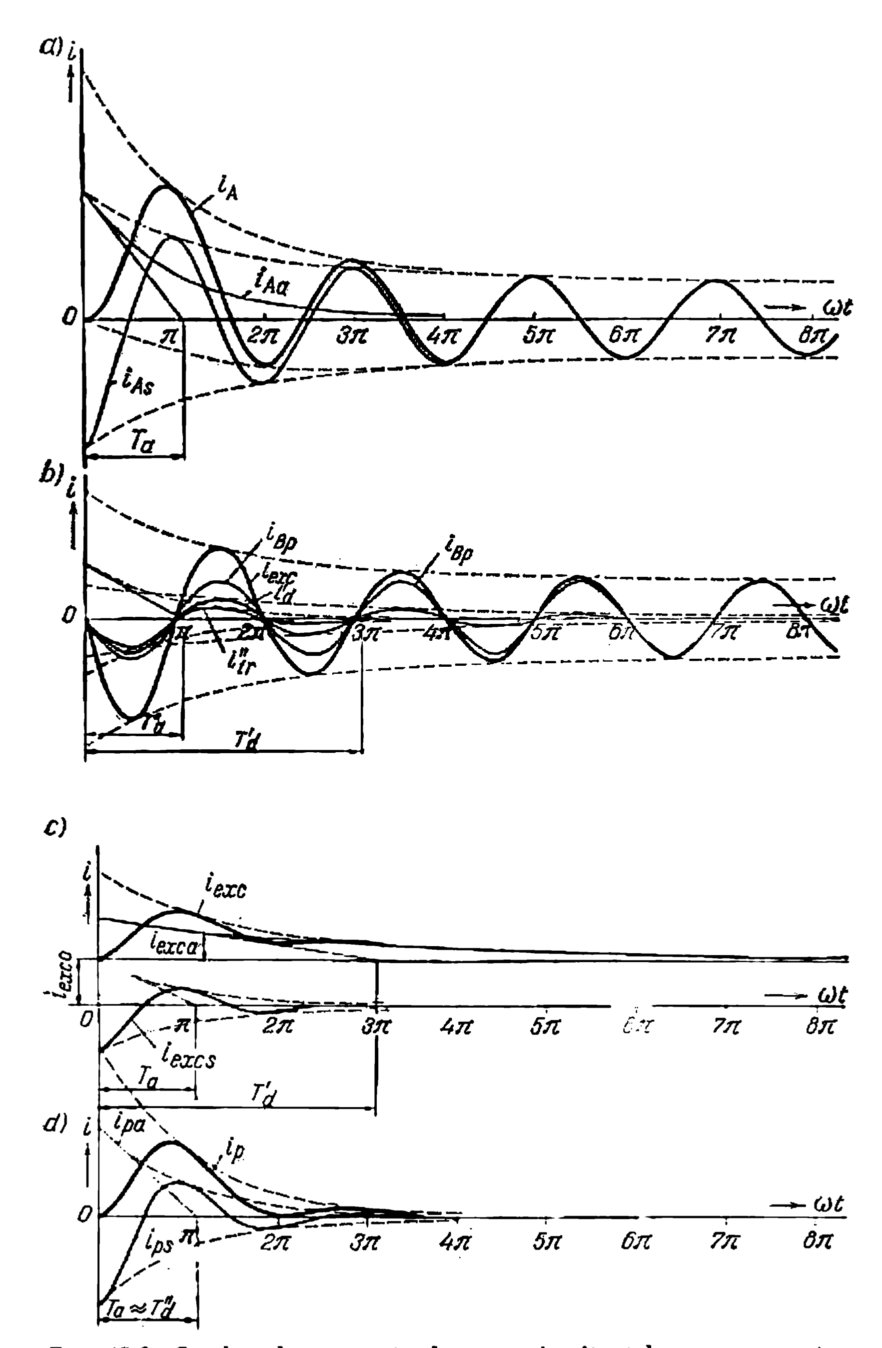


Fig. 15-8. Courbes des courants de court-circuit et leurs composantes.

Mais vu que la résistance relative de l'enroulement amortisseur r_{am} est beaucoup plus grande que la résistance r_{exc} de l'enroulement d'excitation, la constante de temps:

$$T''_d < T'_d,$$

et pour cette raison le saut de courant dans l'enroulement amortisseur s'amortit très rapidement. Après cela le courant dans l'enroulement d'excitation s'amortit plus lentement avec une constante de

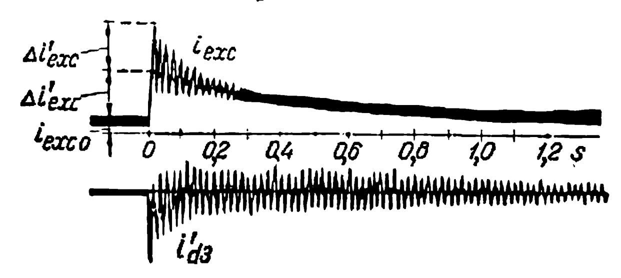


Fig. 15-9. Oscillogrammes des courants statorique et rotorique lors d'un court-circuit brusque d'un alternateur synchrone sans enroulement amortisseur sur le rotor.

temps T'_d. Cet amortissement correspond au phénomène de court-circuit brusque en l'absence d'enroulement amortisseur que nous avons examiné plus haut. Le courant périodique du stator com-

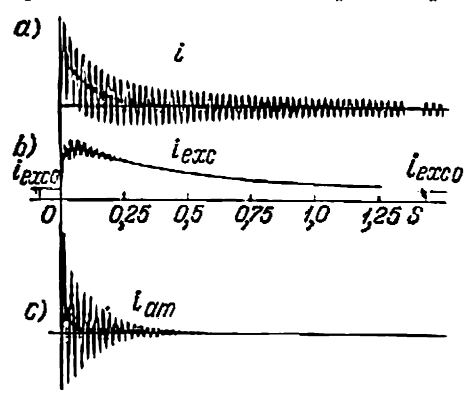


Fig. 15-10. Oscillogrammes des courants de l'enroulement statorique, de l'enroulement d'excitation et de l'enroulement amortisseur lors d'un court-circuit brusque.

prend donc une composante subtransitoire i''_{tr}, qui correspond au courant apériodique de l'enroulement amortisseur $i_{am\,a}$ et qui s'amortit avec la constante de temps T''_d, et une composante transitoire i'_{tr} correspondant au courant apériodique de l'enroulement d'excitation $i_{exc\,a}$ et qui s'amortit avec la constante de temps T'_d.

La fig. 15-8 donne les courbes des courants de court-circuit lorsque l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal existe. Les constantes de temps T_a et T''_d sont généralement voisines en grandeur et sur la fig. 15-8 elles sont prises comme étant égales.

Les fig. 15-9 et 15-10 donnent les oscillogrammes des courants de court-circuit pour un alternateur avec et sans enroulement amortisseur.

15-5. Schémas équivalents des réactances inductives d'une machine synchrone lors d'un court-circuit brusque

En partant de l'expression de la réactance inductive:

$$x = \omega L = \omega k \Lambda w^2,$$

on peut voir que pour une fréquence constante $f = \omega/2\pi$ la réactance inductive x est proportionnelle à l'inductance L et à la perméance Λ. Si on exprime la réactance inductive en unités relatives, on a:

$$\underline{x} = \frac{x I_n}{E_n} = \frac{x}{x_n} = \frac{L}{L_n} = \underline{L} = \frac{\Lambda}{\Lambda_n} = \underline{\Lambda}, \qquad (15\text{-}58)$$

c'est-à-dire qu'en unités relatives les réactances inductives $\underline{x}$ deviennent égales à l'inductance relative $\underline{L}$ et à la perméance relative $\underline{\Lambda}$.

Il en résulte que les schémas équivalents pour les réactances inductives relatives peuvent être en même temps des schémas équivalents pour les inductances et les perméances avec cette différence qu'en unités physiques il existe entre x, L et Λ une proportionnalité directe et en unités relatives on peut mettre le signe d'égalité entre les grandeurs $\underline{x}$, $\underline{L}$ et $\underline{\Lambda}$.

Si l'inductance L et la résistance r sont exprimées en unités physiques du système SI, leur rapport $\frac{L}{r}$ donne la constante de temps T exprimée en secondes. Mais si elles sont exprimées en unités relatives, leur rapport $\underline{L}/\underline{r}$ donne la constante de temps $\underline{T} = \omega T$ en radians, où le temps T est exprimé en secondes.

De cette façon, les expressions obtenues pour la perméance et la réactance inductive lors d'un court-circuit brusque en présence d'un enroulement d'excitation suivant l'axe longitudinal ont la forme suivante :

$$\Lambda'_d = \Lambda + \frac{1}{\frac{1}{\Delta_{ad}} + \frac{1}{\Delta_{\sigma exc}}}, \qquad L'_d = L_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{M_{ad}} + \frac{1}{L_{\sigma exc}}},$$

ce qui permet d'écrire l'expression correspondante pour la réactance inductive transitoire suivant l'axe longitudinal:

$$x'_d = \omega L'_d = x_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma exc}}} = x_{\sigma a} + \frac{x_{ad} x_{\sigma exc}}{x_{ad} + x_{\sigma exc}} \qquad (15\text{-}59a)$$

et de tracer le schéma équivalent pour x'_d sur la fig. 15-11. De façon identique pour un court-circuit brusque, en présence, suivant l'axe

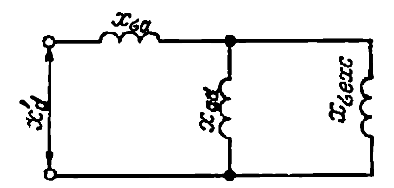


Fig. 15-11. Schéma équivalent pour une réactance inductive transitoire longitudinale.

longitudinal du rotor, de deux enroulements (d'excitation et d'amortissement) on obtient les expressions suivantes:

$$\Lambda''_d = \Lambda_{\sigma a} + \frac{1}{\dfrac{1}{\Lambda_{ad}} + \dfrac{1}{\Lambda_{\sigma exc}} + \dfrac{1}{\Lambda_{\sigma am}}};$$

$$L''_d = L_{\sigma a} + \frac{1}{\dfrac{1}{M_{ad}} + \dfrac{1}{L_{\sigma exc}} + \dfrac{1}{L_{\sigma am}}},$$

ce qui permet d'écrire l'expression pour la réactance inductive subtransitoire suivant l'axe longitudinal:

$$x''_d = \omega L''_d = x_{\sigma a} + \frac{1}{\dfrac{1}{x_{ad}} + \dfrac{1}{x_{\sigma exc}} + \dfrac{1}{x_{\sigma am}}} \qquad (15\text{-}59b)$$

et de tracer pour x''_d le schéma équivalent (fig. 15-12).

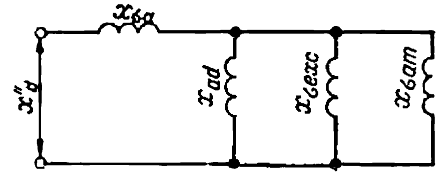


Fig. 15-12. Schéma équivalent pour une réactance inductive subtransitoire longitudinale.

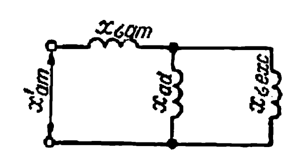


Fig. 15-13. Schéma équivalent pour une réactance inductive transitoire longitudinale de l'enroulement amortisseur.

Lorsque l'enroulement statorique est ouvert $L_{\sigma a} = \infty$ et l'inductance de fuites équivalente de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal:

$$L_{am0} = L_{\sigma am} + \frac{1}{\dfrac{1}{M_{ad}} + \dfrac{1}{L_{\sigma exc}}}.$$

Les schémas équivalents pour les réactances transitoire et subtransitoire de l'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal, l'enroulement statorique étant respectivement ouvert et fermé, sont présentés sur les fig. 15-13 et 15-14. Dans ces schémas les réactances rotoriques sont ramenées au système statorique et sont exprimées en unités statoriques relatives (§ 11-1).

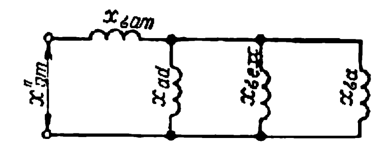


Fig. 15-14. Schéma équivalent pour une réactance inductive subtransitoire longitudinale de l'enroulement amortisseur.

Ces schémas permettent d'écrire les équations pour les réactances transitoire et subtransitoire de l'enroulement amortisseur:

$$x'_{am} = x_{\sigma am} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma exc}}} = x_{\sigma am} + \frac{x_{ad}x_{\sigma exc}}{x_{\sigma exc} + x_{ad}}; \quad (15\text{-}59c)$$

$$x''_{am} = x_{\sigma am} + \frac{1}{\frac{1}{x_{ad}} + \frac{1}{x_{\sigma exc}} + \frac{1}{x_{\sigma a}}} =$$

$$= x_{\sigma am} + \frac{x_{ad}x_{\sigma exc}x_{\sigma a}}{x_{\sigma exc}x_{\sigma a} + x_{ad}x_{\sigma a} + x_{ad}x_{\sigma exc}}. \quad (15\text{-}59d)$$

Des expressions (15-59a), (15-59b), (15-59c) et (15-59d) on obtient:

$$\frac{x'_{am}}{x'_d} = \frac{x_{\sigma am}x_{\sigma exc} + x_{\sigma am}x_{ad} + x_{ad}x_{\sigma exc}}{x_{\sigma a}x_{ad} + x_{\sigma a}x_{\sigma exc} + x_{ad}x_{\sigma exc}} = \frac{x''_{am}}{x''_d},$$

d'où

$$x''_{am} = x'_{am} \cdot \frac{x''_d}{x'_d}.$$

Exemple 15-1.

La réactance de fuites de l'enroulement d'excitation selon les données de la machine en unités relatives $\underline{x}_{\sigma exc} = 0{,}239$ et la réactance de fuites de l'enroulement amortisseur en unités relatives $\underline{x}_{\sigma am} = 0{,}172$. La réactance totale du système d'excitation:

$$\underline{X}_{exc} = \underline{x}_{ad} + \underline{x}_{\sigma exc} = 0{,}57 + 0{,}239 = 0{,}809.$$

Les paramètres des régimes transitoires et subtransitoires suivant l'axe longitudinal (fig. 15-11 et 15-12) d'après leurs schémas équivalents, considérés du côté de l'enroulement statorique:

$$\underline{x}'_d = \underline{x}_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{\underline{x}_{ad}} + \frac{1}{\underline{x}_{\sigma exc}}} = 0{,}125 + \frac{1}{\frac{1}{0{,}57} + \frac{1}{0{,}239}} = 0{,}293.$$

$$\underline{x}''_d = \underline{x}_{\sigma a} + \frac{1}{\frac{1}{\underline{x}_{ad}} + \frac{1}{\underline{x}_{\sigma exc}} + \frac{1}{\underline{x}_{\sigma am}}} = 0{,}125 + \frac{1}{\frac{1}{0{,}57} + \frac{1}{0{,}239} + \frac{1}{0{,}172}} = 0{,}211.$$

Les paramètres des régimes transitoires suivant l'axe longitudinal considérés du côté de l'enroulement d'excitation [formule (15-61)] :

$$\underline{x}'_{\text{exc}} = \underline{x}_{\sigma\text{exc}} + \frac{1}{\frac{1}{\underline{x}_{ad}} + \frac{1}{\underline{x}_{\sigma a}}} = 0{,}239 + \frac{1}{\frac{1}{0{,}57} + \frac{1}{0{,}125}} = 0{,}341.$$

Les paramètres des régimes subtransitoires suivant l'axe logitudinal considérés du côté de l'enroulement amortisseur sont respectivement :

$$\underline{x}''_{\text{am}} = \underline{x}_{\sigma\text{am}} + \frac{1}{\frac{1}{\underline{x}_{ad}} + \frac{1}{\underline{x}_{\sigma a}} + \frac{1}{\underline{x}_{\sigma\text{exc}}}} = 0{,}172 + \frac{1}{\frac{1}{0{,}57} + \frac{1}{0{,}125} + \frac{1}{0{,}239}} = 0{,}244.$$

15-6. Constantes de temps d'un court-circuit polyphasé symétrique

La constante de temps T'_d que nous avons introduite plus haut est la constante de temps de l'enroulement d'excitation, les enroulements statoriques étant fermés.

Si l'enroulement d'excitation à courant $i_{\text{exc}} = i_{\text{exc}0}$, les enroulements statoriques étant ouverts et en l'absence d'enroulement amortisseur suivant l'axe longitudinal, est court-circuité, le courant i_{exc} diminue jusqu'à sa valeur nulle d'après la loi déterminée par l'équation :

$$L_{\text{exc}} \frac{di_{\text{exc}}}{dt} + r_{\text{exc}} i_{\text{exc}} = 0.$$

La solution de cette équation pour les conditions initiales $t = 0$; $i_{\text{exc}} = i_{\text{exc}0}$ donne :

$$i_{\text{exc}} = i_{\text{exc}0} \varepsilon^{-\frac{t}{T_{d0}}},$$

où

$$T_{d0} = \frac{L_{\text{exc}}}{r_{\text{exc}}} = \frac{X_{\text{exc}}}{\omega r_{\text{exc}}} \qquad (15\text{-}60)$$

est la constante de temps de l'enroulement d'excitation, l'enroulement statorique étant ouvert. La constante de temps de l'enroulement d'excitation T'_d, lorsque l'enroulement statorique est fermé, peut être exprimée par la constante de temps T_{d0} :

$$T'_d = \frac{x_{\text{exc}}}{\omega r_{\text{exc}}} = \frac{x'_{\text{exc}}}{X_{\text{exc}}} T_{d0}.$$

La réactance inductive X_{exc} pour l'enroulement d'excitation ramené au stator est :

$$X_{\text{exc}} = x_{\sigma\text{exc}} + x_{ad}.$$

Lorsque l'enroulement statorique est court-circuité, le flux d'excitation principal est déplacé sur le parcours du flux de fuites de l'enroulement statorique, comme le montre la fig. 15-2,*d*, et la perméance équivalente de l'enroulement d'excitation est alors :

$$\Lambda'_{\text{exc}} = \Lambda_{\sigma\text{exc}} + \frac{\Lambda_{ad}\Lambda_{\sigma a}}{\Lambda_{ad} + \Lambda_{\sigma a}},$$

car selon la fig. 15-2,*d* les réluctances qui correspondent aux perméances $\Lambda_{\sigma a}$ et Λ_{ad} sont connectées en série.

La réactance inductive équivalente de l'enroulement d'excitation x'_{exc} qui correspond à la perméance Λ'_{exc} est:

$$x'_{\text{exc}} = x_{\sigma \text{exc}} + \frac{x_{ad} x_{\sigma a}}{x_{ad} + x_{\sigma a}}. \tag{15-61}$$

Le rapport de x'_{exc} et X_{exc} est:

$$\frac{x'_{\text{exc}}}{X_{\text{exc}}} = \frac{x_{\sigma \text{exc}} + \frac{x_{ad} x_{\sigma a}}{x_{ad} + x_{\sigma a}}}{x_{\sigma \text{exc}} + x_{ad}} = \frac{x_{ad} x_{\sigma \text{exc}} + x_{\sigma a} x_{\sigma \text{exc}} + x_{ad} x_{\sigma a}}{(x_{\sigma \text{exc}} + x_{ad})(x_{\sigma a} + x_{ad})} =$$

$$= \frac{x_{\sigma a} + \frac{x_{\sigma \text{exc}} x_{ad}}{x_{\sigma \text{exc}} + x_{ad}}}{x_{\sigma a} + x_{ad}} = \frac{x'_d}{x_d}.$$

En utilisant les résultats obtenus, la constante de temps de l'enroulement d'excitation T'_d, le stator étant fermé, est exprimée par la constante de temps à stator ouvert T_{d0} de la façon suivante:

$$T'_d = \frac{x'_d}{x_d} T_{d0}. \tag{15-62}$$

La constante de temps du courant subtransitoire à stator fermé:

$$T''_d = \frac{x''_{\text{am}}}{\omega r_{\text{am}}}. \tag{15-63a}$$

La constante de temps du courant subtransitoire T''_d, vu la grande résistance de l'enroulement amortisseur, est très petite et pour les turbo-alternateurs on peut généralement admettre:

$$T''_d \approx \frac{1}{8} T'_d. \tag{15-63b}$$

Exemple 15-2.

Les paramètres de l'alternateur hydraulique examiné dans l'exemple 8-1, $P_n = 57\ 200$ kW, sont exprimés en unités relatives: $\underline{x}_1 = \underline{x}_d = 0{,}695$; $\underline{x}'_d = 0{,}293$; $\underline{x}''_d = 0{,}211$; $\underline{x}_2 = 0{,}215$; $\underline{x}'_{\text{exc}} = 0{,}341$; $\underline{X}_{\text{exc}} = 0{,}809$; $\underline{x}''_{\text{am}} = 0{,}244$; $\underline{r}_a = 0{,}00468$; $\underline{r}_{\text{exc}} = 0{,}00058$; $\underline{r}_{\text{am}} = 0{,}0154$.

Les constantes de temps des régimes transitoires correspondant à ces paramètres sont:

1) la constante de temps de l'enroulement d'excitation, l'enroulement statorique étant ouvert:

$$T_{d0} = \frac{\underline{X}_{\text{exc}}}{\omega \underline{r}_{\text{exc}}} = \frac{0{,}809}{314 \cdot 0{,}00058} = 4{,}43 \text{ s [formule (15-60)]}.$$

2) La constante de temps du régime transitoiire de l'enroulement d'excitation:

$$T'_d = \frac{\underline{x}'_{\text{exc}}}{\omega \underline{r}_{\text{exc}}} = \frac{0{,}343}{314 \cdot 0{,}00058} = 1{,}88 \text{ s}.$$

Autrement dit,

$$T'_d = \frac{x'_d}{x_d} T_{d0} = \frac{0,293}{0,695} \cdot 4,43 = 1,87 \text{ s} \quad \text{[formule (15-62)]}.$$

3) La constante de temps du régime subtransitoire de l'enroulement amortisseur :

$$T''_d = \frac{x''_{am}}{\omega r_{am}} = \frac{0,244}{314 \cdot 0,0154} = 0,0503 \text{ s} \quad \text{[formule (15-63a)]}.$$

4) La constante de temps de la composante apériodique du courant de l'enroulement statorique :

$$T_a = \frac{x_2}{\omega r_a} = \frac{0,215}{314 \cdot 0,00468} = 0,146 \text{ s} \quad \text{[formule (15-65a), voir § 15-7]}.$$

Le courant de choc de court-circuit selon la formule (15-67) est :

$$i_{choc} = \frac{1,8 \cdot 1,05 \cdot \sqrt{2}\, U_n}{x''_d} = \frac{1,8 \cdot 1,05 \sqrt{2} \cdot 1,0}{0,211} = 12,7.$$

15-7. Court-circuit brusque d'une machine synchrone polyphasée à pôles saillants

Dans le cas d'une machine synchrone à pôles saillants la réactance synchrone transversale x_q n'est pas égale à la réactance longitudinale x_d.

Examinons le cas le plus simple d'une machine synchrone diphasée à enroulement d'excitation suivant l'axe longitudinal qui ne comporte pas d'enroulements amortisseurs suivant l'axe longitudinal ni suivant l'axe transversal.

Le court-circuit brusque d'une telle machine fait que la valeur de la composante apériodique du courant dans l'enroulement statorique changera lors de la rotation du rotor de 90° car dans un cas en regard de la phase considérée se trouvera l'axe longitudinal et dans l'autre, l'axe transversal.

Dans le premier cas la valeur initiale du courant apériodique est :

$$I_{adm} = \frac{E_{0m}}{x'_d},$$

dans le second

$$I_{aqm} = \frac{E_{0m}}{x'_q} = \frac{E_{0m}}{x_q},$$

et la valeur moyenne du courant apériodique pour $t = 0$ est :

$$I_{a\,moy\,m} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{x'_d} + \frac{1}{x_q}\right) E_{0m}.$$

Si l'on suppose que la variation de la perméance depuis sa valeur moyenne lors du passage de l'axe longitudinal à l'axe transversal

a lieu suivant une fonction sinusoïdale de fréquence double on a :

$$i_a = \frac{1}{2} E_{0m} \left[\left(\frac{1}{x'_d} + \frac{1}{x_q} \right) \cos 2\psi + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{1}{x'_d} - \frac{1}{x_q} \right) \cos 2(\omega t + \psi) \right] \varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}. \tag{15-64}$$

La grandeur

$$\frac{2}{\frac{1}{x'_d} + \frac{1}{x_q}} = \frac{2x'_d x_q}{x'_d + x_q} = x_2 \tag{15-65}$$

représente la réactance inverse qui correspond au régime de marche en asynchrone d'une machine synchrone.

Pour une valeur déterminée de x_2 on peut déterminer la constante de temps d'une composante apériodique du courant statorique selon la formule :

$$T_a = \frac{x_2}{\omega r_a}. \tag{15-65a}$$

En ce qui concerne le courant périodique de court-circuit, la machine à pôles saillants ne présente pas de particularités spéciales.

15-8. Courants total, de choc et efficace d'un court-circuit polyphasé symétrique

Les relations obtenues plus haut permettent d'écrire les expressions du courant total de court-circuit dans l'enroulement statorique. On peut, comme cela se fait généralement, négliger dans la valeur des impédances les composantes actives par rapport aux réactives. L'expression du courant est écrite en admettant que le court-circuit brusque a lieu lors de la marche à vide, la tension aux bornes étant nominale. Pour simplifier encore les choses, les relations sont écrites pour des machines synchrones à pôles lisses.

Le courant de court-circuit à tension nominale est :

$$I_{cc} = \frac{E_n}{x} = I_n \frac{1}{\underline{x}}.$$

Il en résulte que l'amplitude du courant permanent de court-circuit sera :

$$I_{sm0} = I_{nm} \frac{1}{\underline{x}_d}.$$

L'amplitude du courant transitoire symétrique initial de court-circuit est :

$$I'_{sm0} = I_{nm} \cdot \frac{1}{\underline{x}'_d}$$

et l'amplitude du courànt subtransitoire symétrique initial de court-circuit est:

$$I''_{sm0} = I_{nm} \frac{1}{\underline{x}''_d} .$$

La valeur maximale du courant apériodique initial de court-cn cuit est:

$$I''_{am0} = I''_{m0} = I_{nm} \cdot \frac{1}{\underline{x}''_d} .$$

Lors de l'amortissement du courant de court-circuit sa composante résultante périodique est divisée en trois parties:

$$i_{ccs} = i_s + (i'_s - i_s) + (i''_s - i'_s).$$

La composante transitoire $i'_{tr} = i'_s - i_s$ s'amortit avec une constante de temps T'_d, la composante subtransitoire $i''_{tr} = i''_s - i'_s$ s'amortit avec une constante de temps T''_d et i_s représente le courant permanent de court-circuit. La composante apériodique i_a s'amortit avec une constante de temps T_a. L'équation du courant résultant de court-circuit peut donc s'écrire sous la forme:

$$i_{cc} = i_s + (i'_{s0} - i_{s0})\, \varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}} + (i''_{s0} - i'_{s0})\, \varepsilon^{-\frac{t}{T''_d}} + i_{a0}\varepsilon^{-\frac{t}{T_a}} = I_{nm}\Big[\frac{1}{\underline{x}_d}\cos(\omega t + \psi) + \left(\frac{1}{\underline{x}'_d} + \frac{1}{\underline{x}_d}\right) \varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}} \times \cos(\omega t + \psi) + \left(\frac{1}{\underline{x}''_d} - \frac{1}{\underline{x}'_d}\right) \varepsilon^{-\frac{t}{T''_d}} \cos(\omega t + \psi) - \frac{1}{\underline{x}''_d}\, \varepsilon^{\frac{t}{T_a}} \cos\psi\Big] . \quad (15\text{-}66)$$

Selon la norme soviétique, on appelle courant de choc de court-circuit d'une machine tournante à excitation donnée la valeur instantanée maximale possible du courant statorique qui s'obtient lors d'un court-circuit brusque de toutes les bornes de la machine. La valeur du courant de choc de court-circuit est importante du point de vue des efforts mécaniques dans les enroulements et sur l'arbre de la machine lors d'un court-circuit.

Dans le cas le plus défavorable la valeur initiale du courant apériodique est égale à la valeur initiale du courant périodique $\frac{E_m}{x''_d}$ et le saut maximal du courant s'obtient après la moitié de la période. En l'absence d'amortissement le courant de choc serait égal à $\frac{2E_m}{x''_d}$

En pratique le courant de choc de court-circuit est calculé d'après la formule:

$$i_{choc} \approx \frac{1{,}8 \cdot 1{,}05 \sqrt{2}\, U_n}{x''_d}, \tag{15-67}$$

où U_n est la tension simple nominale; 1,8 est la valeur moyenne du coefficient de choc qui tient compte de la valeur d'amortissement du courant pendant la demi-période. On admet alors que le court-circuit a lieu pendant la marche à vide et le facteur 1,05 prévoit la possibilité du fonctionnement de la machine avec une tension égale à $1{,}05 U_n$.

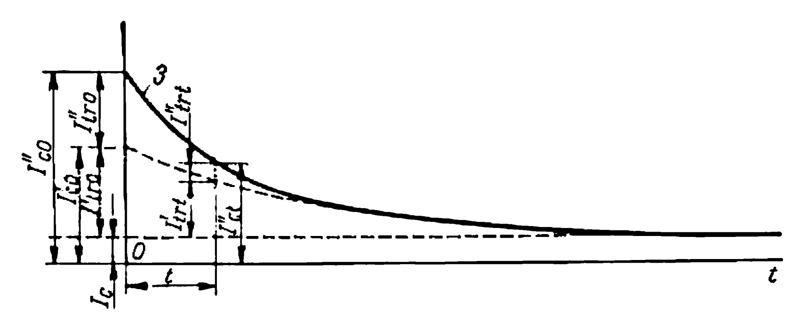


Fig. 15-15. Courbes d'amortissement des valeurs efficaces d'un courant périodique de court-circuit brusque d'une machine synchrone.

Les normes actuellement en vigueur en U.R.S.S. ne limitent pas la valeur du courant de choc, mais chaque alternateur doit pouvoir supporter un courant de choc de court-circuit sous la tension à vide égale à 105 % de la valeur nominale. Pratiquement la valeur du courant de choc peut atteindre 15 fois l'amplitude du courant nominal.

Vu que le courant périodique est un courant alternatif amorti, on peut calculer par la méthode habituelle la valeur efficace du courant à n'importe quel instant t:

$$I''_{ct} = I_c + (I'_{c0} - I_c)\,\varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}} + (I''_{c0} - I'_{c0})\,\varepsilon^{-\frac{t}{T''_d}} =$$

$$= I_c + I'_{tr0}\varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}} + I''_{tr0}\varepsilon^{-\frac{t}{T''_d}}, \tag{15-68}$$

où $I''_{c0} = \frac{E_0}{x''_d}$ est la valeur efficace initiale du courant subtransitoire;

$I'_{c0} = \frac{E_0}{x'_d}$ est la valeur efficace initiale du courant transitoire sans tenir compte de la composante subtransitoire;

$I''_{tr0} = I''_{c0} - I'_{c0}$ et $I'_{tr0} = I'_{c0} - I_c$ sont les valeurs efficaces initiales des composantes subtransitoire et transitoire du courant périodique et

I_s est la valeur efficace du courant permanent de courtcircuit.

Les réactances inductives sont données en unités relatives et les constantes de
les chiffres inférieurs, les valeurs

Type de machine synchrone	x_d (valeurs non saturées)	x_q (à courant nominal)	x'_d (à tension nominale)	x''_d (à tension nominale	x_2 (à courant nominal)	x_0^* (à courant nominal)
Turbo-alternateurs bipolaires . .	1,10 / 0,95-1,45	1,07 / 0,92-1,42	0,155 / 0,12-0,21	0,090 / 0,07-0,14	—	0,015-0,08
Turbo-alternateurs tétrapolaires	1,1 / 1,00-1,45	1,08 / 0,97-1,42	0,23 / 0,20-0,28	0,15 / 0,12-0,17	—	0,015-0,14
Alternateurs synchrones à enroulement amortisseur	1,15 / 0,60-1,45	0,75 / 0,40-1,00	0,37 / 0,20-0,50	0,24 / 0,13-0,35	0,24 / 0,13-0,35	0,02-0,20
Alternateurs synchrones sans enroulement amortisseur	1,15 / 0,60-1,45	0,75 / 0,40-1,00	0,35 / 0,20-0,45	0,32 / 0,30-0,41	0,55 / 0,30-0,70	0,04-0,25
Moteurs synchrones	1,8 / 1,50-2,20	1,15 / 0,95-1,40	0,40 / 0,30-0,60	0,25 / 0,18-0,38	0,24 / 0,17-0,37	0,02-0,15

* x_0 varie très fortement avec la variation du pas de l'enroulement et pour cette de $0,1x''_d$ à $0,7x''_d$.

** r_2 varie très fortement en fonction de la résistance de l'enroulement amortisseur.

*** r_a et r_{a0} dépendent de la puissance des machines. Les valeurs limites sont don rique en courant continu et r_a est sa résistance en courant alternatif.

La courbe *3* (fig. 15-15) est la courbe de la valeur efficace du courant périodique résultant. Il est évident que les ordonnées de la courbe de la fig. 15-15 sont de $\sqrt{2}$ fois inférieures à l'enveloppante de la courbe de la fig. 15-8,*b*.

La valeur efficace initiale du courant résultant de court-circuit I''_0 est égale à la racine carrée de la somme des carrés de la valeur efficace initiale de la composante périodique du courant I''_{c0} et de la valeur initiale de la composante apériodique I''_{am0}, c'est-à-dire :

$$I''_0 = \sqrt{I''^2_{c0} + I''^2_{am0}} = \sqrt{I''^2_{c0} + I''^2_{am0}} = \sqrt{I''^2_{c0} + (\sqrt{2}\, I''_{c0})^2} = 1,73 I''_{c0}. \quad (15\text{-}69)$$

Tableau 15-1

nes synchrones triphasées

temps en secondes. Les chiffres supérieurs indiquent les valeurs moyennes, limites minimales et maximales

x_p (réactance de Potier)	r_2**	r_a***	r_{a0}***	T_{d0}	T'_d	T''_d	T_a
0,09 / 0,07-0,14	0,025-0,04	0,003-0,008	0,0015-0,005	4,4 / 2,8-6,2	0,6 / 0,35-0,90	0,035 / 0,02-0,05	0,09 / 0,04-0,15
0,17 / 0,12-0,24	0,03-0,045	0,003-0,008	0,0015-0,005	6,2 / 4,0-9,2	1,3 / 0,9-1,8	0,035 / 0,02-0,05	0,2 / 0,15-0,35
0,32 / 0,17-0,40	0,012-0,20	0,003-0,015	0,003-0,020	5,6 / 1,5-9,5	1,8 / 0,5-3,3	0,055 / 0,01-0,05	0,15 / 0,03-0,25
0,31 / 0,17-0,38	0,03-0,045	0,003-0,010	0,003-0,020	6,6 / 3,0-10,5	2,0 / 1,0-3,3	—	0,30 / 0,1-0,5
0,34 / 0,23-0,45	0,025-0,07	0,004-0,010	0,002-0,015	9,0 / 6,0-11,5	2,0 / 1,2-2,8	0,035 / 0,02-0,05	0,17 / 0,1-0,3

raison les valeurs moyennes peuvent être données de façon très approximative ; x_0 varie

nées pour les machines de 500 à 50 000 kVA. r_{a0} est la résistance de l'enroulement stato-

Le courant I''_0 est supérieur à la valeur efficace initiale de la composante périodique du courant I''_{c0} de $I''_{a0} = 0,73I''_{c0}$.

La différence entre la valeur efficace du courant total I''_0 et la valeur efficace du courant périodique I''_{c0} s'amortira avec une constante de temps T_a et aura pour l'expression :

$$I''_{at}=I''_{a0}\varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}=0,73I''_{c0}\varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}. \qquad (15\text{-}70)$$

La valeur efficace du courant total sera donc représentée par l'équation :

$$I''_t=I''_{ct}+I''_{at}=I_c+I'_{tr0}\varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}}+I''_{tr0}\varepsilon^{-\frac{t}{T''_d}}+0,73I''_{c0}\varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}. \qquad (15\text{-}71)$$

La valeur efficace du courant total est représentée par la courbe *1* de la fig. 15-16. La courbe *2* de la même figure représente la composante apériodique du courant et la courbe *3* représente la valeur efficace de la composante périodique du courant.

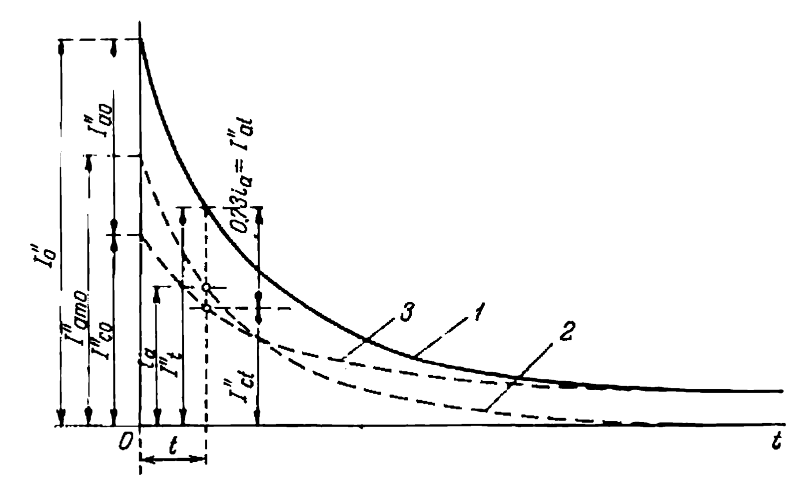


Fig. 15-16. Courbes d'amortissement des valeurs efficaces du courant total de court-circuit et de ses composantes.

L'équation de la valeur efficace du courant lors d'un court-circuit brusque, sous la tension à vide égale à $U = U_{\rm n}$, aura en unités relatives la forme suivante :

$$\underline{I}''_t = \frac{1}{\underline{x}_d} + \left(\frac{1}{\underline{x}'_d} - \frac{1}{\underline{x}_d}\right) \varepsilon^{-\frac{t}{T'_d}} + \left(\frac{1}{\underline{x}''_d} - \frac{1}{\underline{x}'_d}\right) \varepsilon^{-\frac{t}{T''_d}} + 0{,}73 \frac{1}{\underline{x}''_d} \varepsilon^{-\frac{t}{T_a}}. \tag{15-72}$$

Cette équation est obtenue de l'équation (15-71) en y substituant

$$I_{\rm c} = \frac{U_{\rm n}}{x_d}, \quad I'_{\rm tr0} = U_{\rm n}\left(\frac{1}{x'_d} - \frac{1}{x_d}\right),$$

$$I''_{\rm tr0} = U_{\rm n}\left(\frac{1}{x''_d} - \frac{1}{x'_d}\right), \quad I''_{\rm c0} = \frac{U_{\rm n}}{x''_d},$$

où

$$x_d = \frac{\underline{x}_d U_{\rm n}}{I_{\rm n}}, \quad x'_d = \frac{\underline{x}'_d U_{\rm n}}{I_{\rm n}}, \quad x''_d = \frac{\underline{x}'_d U_{\rm n}}{I_{\rm n}},$$

et en divisant tous les membres de cette équation par $I_{\rm n}$.

Les paramètres types des machines synchrones nécessaires au calcul des courants de court-circuit sont indiqués dans le tableau 15-1.

15-9. Court-circuit brusque dissymétrique d'une machine synchrone

a) Côté physique des phénomènes. Examinons le processus initial des courts-circuits diphasé et monophasé en négligeant l'amortissement des courants dans les enroulements statoriques et rotoriques.

Soit un court-circuit brusque arrivé à l'instant où l'axe de l'enroulement statorique équivalent était perpendiculaire à l'axe longitudinal du rotor (fig. 15-17,*a*), ce qui correspondra à l'apparition d'un seul courant périodique dans l'enroulement statorique.

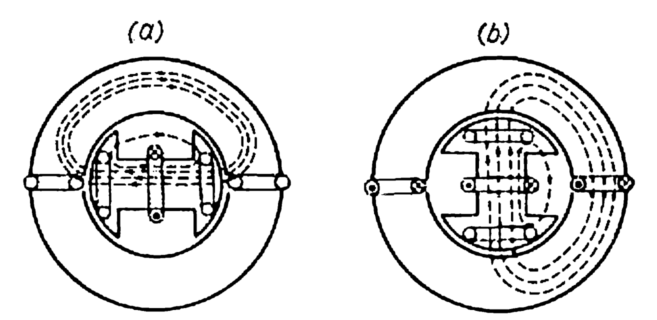


Fig. 15-17. Positions relatives des enroulements rotorique et statorique lors d'un court-circuit monophasé brusque:
a) sans courant apériodique dans le stator et *b*) avec ce courant.

L'inductance mutuelle équivalente M des enroulements statorique et rotorique ne sera pas constante, comme dans le cas d'un court-circuit polyphasé, mais variera proportionnellement à sinus ωt:

$$M = k\Lambda_{ad} w_a w_{exc} \sin \omega t.$$

Lorsque le rotor tourne de sa position initiale d'un angle $\pi/2$, l'inductance mutuelle atteint son maximum; c'est pourquoi, la valeur initiale du flux Φ_0 étant constante, dans cette position du rotor il se produira un saut de courant maximal dans l'enroulement statorique, égal à $\frac{E_0}{x'_d}$ et dans l'enroulement d'excitation

$$\Delta i_{exc} \approx \frac{x_d - x'_d}{x'_d} i_{exc0},$$

qui tombera jusqu'à la valeur

$$\Delta i_{exc} = \frac{x_q - x'_q}{x'_q} i_{exc0} \approx 0,$$

lorsque le rotor tournera d'un angle π de sa position initiale, etc.

Il en résulte que lorsque dans l'enroulement statorique il existe seulement une composante périodique du courant, dans l'enroule-

ment d'excitation (à la différence d'un court-circuit polyphasé) naîtra une composante complémentaire alternative du courant d'excitation dont les valeurs de pointe atteindront les valeurs de la composante complémentaire continue lors d'un court-circuit polyphasé. Comme on le voit d'après les courbes des courants de l'enroulement statorique et de l'enroulement d'excitation (fig. 15-18,*a*), dans ce cas les composantes périodiques des courants des deux enroulements comporteront de nombreux harmoniques. L'apparition de ces harmoniques s'explique facilement par le fait que la

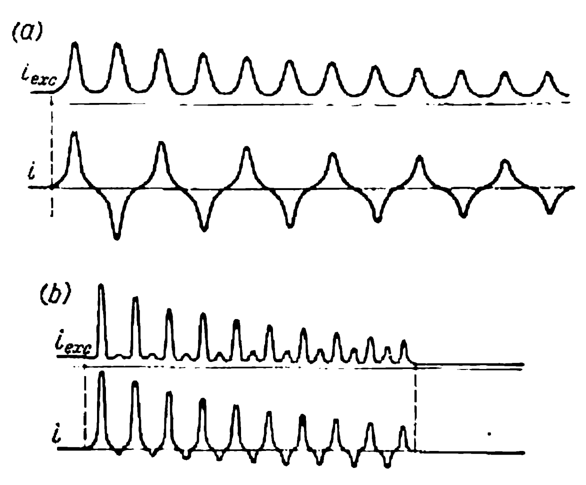


Fig. 15-18. Oscillogrammes des courants d'un court-circuit diphasé brusque: *a*) sans courant apériodique dans le stator et *b*) avec ce courant.

F.M.M. pulsatoire de l'enroulement statorique produit non seulement un champ synchrone direct mais aussi un champ synchrone inverse qui, en l'absence d'un système amortisseur total sur le rotor, crée un courant de fréquence double dans l'enroulement d'excitation et un courant de troisième harmonique dans l'enroulement statorique qui à leur tour provoqueront l'apparition dans l'enroulement d'excitation d'une série d'harmoniques pairs et dans l'enroulement statorique d'une série d'harmoniques impairs du courant. Grâce à la résistance de l'enroulement d'excitation, les flux dans la machine commenceront à s'amortir et respectivement commenceront à s'amortir les courants dans l'enroulement statorique, comme on le voit d'après l'oscillogramme du court-circuit diphasé représenté sur la fig. 15-18,*a*.

Si un court-circuit brusque diphasé ou monophasé a commencé à l'instant de la coïncidence de l'axe de l'enroulement équivalent du stator et de l'axe de l'enroulement d'excitation (fig. 15-17,*b*), dans ce cas l'induction mutuelle maximale de ces enroulements

aura lieu à l'instant initial et après des instants correspondant à la rotation du rotor de cette position d'un angle $2k\pi$, où k est un nombre entier.

Dans ce cas l'enroulement statorique aura aussi une composante apériodique du courant; pour cette raison les sauts initiaux maximaux du courant, lorsqu'on néglige les résistances ohmiques, sont deux fois plus grands (fig. 15-18,*b*) que dans le cas où seul le courant périodique de court-circuit existe (fig. 15-18,*a*). La composante apériodique du courant statorique provoquera la naissance des harmoniques impairs du courant dans l'enroulement d'excitation et des harmoniques pairs dans l'enroulement statorique, et ainsi tout le processus de variation des courants aura la forme représentée sur la fig. 15-18,*b*. Ces courbes montrent qu'après l'amortissement de la composante apériodique du courant les deux processus d'amortissement des courants commencent à être de même nature que lors d'un court-circuit symétrique. Après l'achèvement du processus d'amortissement des courants et le passage de la machine au régime de court-circuit permanent, des harmoniques pairs de courant très accusés restent dans l'enroulement d'excitation, comme on le voit sur les oscillogrammes de la fig. 15-18,*a* et *b*.

Lorsque le rotor comporte un enroulement amortisseur total ou dans le cas d'un rotor massif, qui existe dans les turbo-alternateurs à pôles lisses, le champ synchrone inverse est pratiquement amorti; pour cette raison les harmoniques de courant de l'enroulement statorique disparaissent et le processus commence à être de même nature que lors d'un court-circuit polyphasé. Les valeurs des composantes alternatives dans le courant d'excitation diminuent alors un peu.

Lors du court-circuit brusque monophasé ou diphasé d'une machine triphasée ainsi que lors du court-circuit d'une machine monophasée, le multiple de la valeur initiale du courant dépendra de la valeur de la composante apériodique du courant. Si le court-circuit brusque a lieu à l'instant où la F.É.M. de l'enroulement de la machine passe par zéro, la composante apériodique maximale du courant prend naissance et on a le saut maximal du courant initial de court-circuit brusque. Par contre, lorsque l'enroulement est court-circuité à l'instant où sa F.É.M. passe par le maximum, la composante apériodique du courant est nulle et pour cette raison un régime périodique commence immédiatement pour lequel on a le saut minimal du courant initial de court-circuit brusque.

Avec un court-circuit monophasé l'enroulement statorique crée une F.M.M. pulsatoire, ce qui donne naissance à un champ synchrone ainsi qu'à un champ synchrone inverse de l'induit qui engendre dans les enroulements du rotor des courants de fréquence double.

b) Principales relations. Les valeurs efficaces initiales des courants de court-circuit monophasé ou diphasé sont calculées d'après

les formules analogues à celles utilisées pour les courants permanents des courts-circuits dissymétriques où seulement $x_1 = x_d$ est remplacé par x'_d (ou respectivement par x''_d) et x_2 et x_0 restent pratiquement les mêmes pour les régimes permanents et les régimes transitoires.

Cela s'explique par le fait que les flux direct et homopolaire du stator entrent en interaction magnétique avec les enroulements du rotor, à la différence du flux direct, en régime permanent, et pour cette raison en ce qui concerne la manifestation et l'action de ces flux il n'y a pas de grande différence entre les régimes permanent et transitoire.

Ainsi pour les valeurs efficaces permanentes et initiales des courants de court-circuit diphasé pour $E_0 = U_n$ on a:

$$\left.\begin{aligned} I_{s2} &= \frac{\sqrt{3}\,E_0}{x_d + x_2} = \frac{\sqrt{3}\,I_n}{\underline{x}_d + \underline{x}_2}, \\ I'_{s02} &= \frac{\sqrt{3}\,E_0}{x'_d + x_2} = \frac{\sqrt{3}\,I_n}{\underline{x}'_d + \underline{x}_2}, \\ I''_{s02} &= \frac{\sqrt{3}\,E_0}{x''_d + x_2} = \frac{\sqrt{3}\,I_n}{\underline{x}''_d + \underline{x}_2}, \end{aligned}\right\} \tag{15-73}$$

et respectivement pour un court-circuit monophasé:

$$\left.\begin{aligned} I_{s1} &= \frac{3E_0}{x_d + x_2 + x_0} = \frac{3I_n}{\underline{x}_d + \underline{x}_2 + \underline{x}_0}, \\ I'_{s01} &= \frac{3E_0}{x'_d + x_2 + x_0} = \frac{3I_n}{\underline{x}'_d + \underline{x}_2 + \underline{x}_0}, \\ I''_{s01} &= \frac{3E_0}{x''_d + x_2 + x_0} = \frac{3I_n}{\underline{x}''_d + \underline{x}_2 + \underline{x}_0}. \end{aligned}\right\} \tag{15-74}$$

Pour la valeur quadratique moyenne du courant de court-circuit brusque on peut écrire l'équation suivante sous sa forme générale:

$$\begin{aligned} I''_{\nu t} = I_{s\nu} + (I'_{s0\nu} - I_{s\nu})\,\varepsilon^{-\frac{t}{T'_{d\nu}}} + (I''_{s0\nu} - I'_{s0\nu})\,\varepsilon^{-\frac{t}{T''_{d\nu}}} + \\ + I''_{a0\nu}\varepsilon^{-\frac{t}{T_{a\nu}}}, \end{aligned} \tag{15-75}$$

où ν représente un indice qui caractérise le court-circuit: $\nu = 3$ pour un court-circuit triphasé, $\nu = 2$ pour un court-circuit diphasé et $\nu = 1$ pour un court-circuit monophasé. Les constantes de temps $T'_{d\nu}$, $T''_{d\nu}$ et $T_{a\nu}$ sont introduites dans cette équation conformément au genre de court-circuit.

Les constantes de temps de la composante subtransitoire du courant peuvent être prises comme étant les mêmes pour tous les genres

de court-circuit et égales à :

$$T''_{d3} = T''_{d2} = T''_{d1} \approx \frac{1}{8} T'_d.$$

Les constantes de temps d'amortissement de la composante transitoire du courant sont :

$$\left.\begin{aligned} T'_{d3} &= T'_d = \frac{x'_d}{x_d} T_{d0}, \\ T'_{d2} &= \frac{x'_d + x_2}{x_d + x_2} T_{d0}, \\ T'_{d1} &= \frac{x'_d + x_2 + x_0}{x_d + x_2 + x_0} T_{d0}. \end{aligned}\right\} \qquad (15\text{-}76)$$

Les constantes de temps d'amortissement de la composante apériodique du courant sont :

$$\left.\begin{aligned} T_{a3} &= T_{a2} = \frac{x_2}{\omega r_a}, \\ T_{a1} &= \frac{2x_2 + x_0}{3\omega r_a}. \end{aligned}\right\} \qquad (15\text{-}77)$$

Exemple 15-3.

Déterminons d'après les formules (15-76) et (15-77) les constantes de temps pour différents genres de court-circuit brusque à vide aux bornes de l'alternateur hydraulique considéré plus haut avec $P_n = 57\,200$ kW, en tenant compte des valeurs relatives des réactances $\underline{x}_1 = \underline{x}_d = 0{,}695$; $\underline{x}'_d = 0{,}293$; $\underline{x}_2 = 0{,}215$; $\underline{x}_0 = 0{,}054$; $\underline{r}_a = 0{,}00468$.

$$T'_{d3} = T'_d = \frac{\underline{x}'_d}{\underline{x}_d} T_{d0} = \frac{0{,}293}{0{,}695} \cdot 4{,}43 = 1{,}87 \text{ s};$$

$$T'_{d2} = \frac{\underline{x}'_d + \underline{x}_2}{\underline{x}_1 + \underline{x}_2} T_{d0} = \frac{0{,}293 + 0{,}215}{0{,}695 + 0{,}215} \cdot 4{,}43 = 2{,}46 \text{ s};$$

$$T_{d1} = \frac{\underline{x}'_d + \underline{x}_2 + \underline{x}_0}{\underline{x}_1 + \underline{x}_2 + \underline{x}_0} T_{d0} = \frac{0{,}293 + 0{,}215 + 0{,}054}{0{,}695 + 0{,}215 + 0{,}054} \cdot 4{,}43 = 2{,}57 \text{ s};$$

$$T_{a3} = T_{a2} = \frac{\underline{x}_2}{\omega \cdot \underline{r}_a} = \frac{0{,}215}{314 \cdot 0{,}00468} = 0{,}146 \text{ s};$$

$$T_{a1} = \frac{2\underline{x}_2 + \underline{x}_0}{3 \cdot \omega \cdot \underline{r}_a} = \frac{2 \cdot 0{,}215 + 0{,}054}{3 \cdot 314 \cdot 0{,}00468} = 0{,}11 \text{ s}.$$

Chapitre XVI

OSCILLATIONS DES MACHINES SYNCHRONES

16-1. Tableau physique général des oscillations

Une machine synchrone branchée sur un réseau puissant à tension constante et à fréquence rigoureusement constante est capable d'osciller autour de sa vitesse de rotation moyenne lorsque l'égalité entre le couple moteur C appliqué à son arbre et le couple électromagnétique $C_{\text{ém}}$ développé par la machine est perturbée.

Lorsque la vitesse angulaire Ω est constante, le couple moteur C appliqué à l'arbre de la machine synchrone est équilibré par le couple électromagnétique $C_{\text{ém}}$ et l'équation d'équilibre des couples a alors la forme simple que voici:

$$C = C_{\text{ém}}.$$

Si pour une raison quelconque cette égalité des couples est perturbée ($C \neq C_{\text{ém}}$), dans ce cas l'équation d'équilibre des couples est réalisée grâce au couple dynamique:

$$C_j = J\frac{d\Omega}{dt}$$

qui prend naissance dès que la vitesse angulaire de la machine varie:

$$C = C_{\text{ém}} + C_j = C_{\text{ém}} + J\frac{d\Omega}{dt}, \tag{16-1}$$

où J représente le moment d'inertie des parties tournantes de la machine synchrone.

Admettons, par exemple, que le couple du moteur commandant un alternateur à pôles lisses ait subi une variation très rapide. On sait qu'à la charge précédente de l'alternateur correspondait un certain angle de décalage θ' de l'avance de la F.É.M. E_0 sur le vecteur de tension U (point a, fig. 16-1,a).

En négligeant les pertes dans le cuivre du stator, le couple électromagnétique est:

$$C_{\text{ém}} = \frac{P_{\text{ém}}}{\Omega} = \frac{mE_0U}{\Omega x_d}\sin\theta,$$

où $\Omega = \omega/p$ représente la vitesse angulaire mécanique du rotor de l'alternateur.

Lorsque le couple moteur augmente et passe de sa valeur C' à C'', lors du passage à une nouvelle position d'équilibre le couple électromagnétique doit aussi augmenter et passer de $C'_{\text{ém}}$ à $C''_{\text{ém}}$ et à

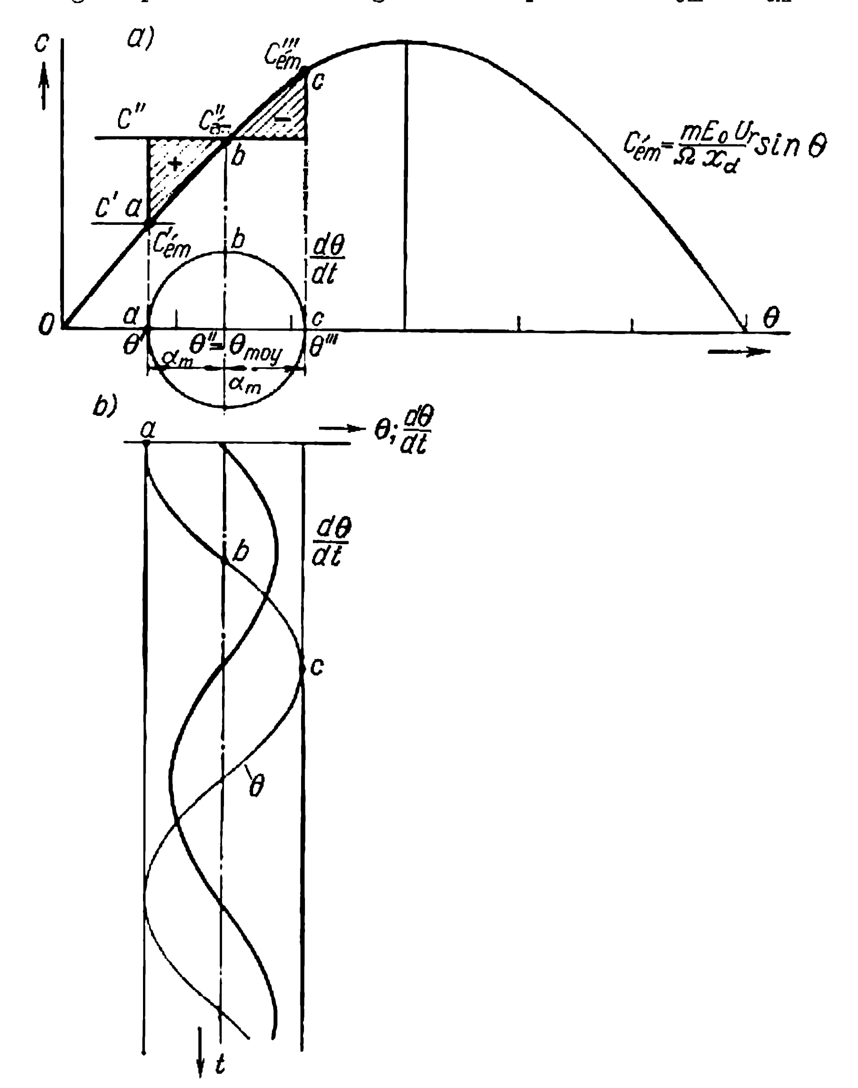


Fig. 16-1. **Phénomène d'oscillations non amorties du rotor d'une machine synchrone.**

cette fin, l'excitation étant constante (E_0 = const), la valeur de l'angle doit passer de θ' à θ''. Si le système rotorique de la machine synchrone n'avait pas d'inertie et d'énergie cinétique, le rotor

serait passé instantanément à sa nouvelle position angulaire et immédiatement on aurait eu un nouvel état d'équilibre entre le couple appliqué et le couple électromagnétique $C'' = C''_{ém}$. Mais puisque le système rotorique tournant possède un certain moment d'inertie J, la variation de l'angle aura lieu avec une certaine accélération variable selon l'équation:

$$C'' = C_{ém} + C_j = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \sin\theta + \frac{J}{p} \frac{d\omega}{dt},$$

si on ne tient pas compte de l'influence des courants complémentaires induits dans les enroulements durant le processus des oscillations lors de la variation de l'angle θ.

Le rotor qui reçoit une accélération angulaire $\frac{d\Omega}{dt} = \frac{1}{p}\frac{d\omega}{dt}$ voit sa vitesse angulaire augmenter progressivement et de ce fait l'angle de décalage θ du vecteur E sur le vecteur U change. Lorsque θ devient égal à $\theta'' = \theta_{moy}$ (point b, fig. 16-1,a), l'équilibre a lieu entre les couples $C'' = C''_{ém} = C_{ém.moy}$; mais puisque pendant la période de passage de l'angle θ' à l'angle θ'' le rotor a accumulé une certaine réserve complémentaire d'énergie cinétique égale à $J\frac{\Omega''^2 - \Omega'^2}{2}$ et la vitesse angulaire Ω du rotor est devenue supérieure à la vitesse de synchronisme Ω_s, la variation de l'angle θ ne peut pas s'arrêter et continuera perturbant de nouveau l'égalité entre les couples C et $C_{ém}$.

A présent $C_{ém} > C''$ et l'accélération $d\Omega/dt$ est devenue négative. La vitesse angulaire Ω commence donc à diminuer graduellement jusqu'à l'instant où le rotor atteint de nouveau sa vitesse de synchronisme Ω_s pour la nouvelle valeur de l'angle $\theta = \theta'''$ (point c, fig. 16-1,a) et la nouvelle valeur du couple électromagnétique $C'''_{ém}$ qui lui correspond. Mais au point c (fig. 16-1,a) les couples ne sont pas équilibrés $C'''_{ém} > C''$, l'accélération reste négative et le rotor continue à ralentir. Pour cette raison la vitesse du rotor devient inférieure à celle du synchronisme et l'angle θ commence aussi à diminuer jusqu'à l'instant où de nouveau l'équilibre des couples $C'' = C_{ém}$ aura lieu au point b (fig. 16-1,a). La vitesse du rotor sera alors inférieure à celle du synchronisme et pour cette raison l'angle θ continue à diminuer et le couple électromagnétique de l'alternateur varie suivant la portion de la courbe de la fig. 16-1,a du point b au point a.

Maintenant on a $C'_{ém} < C''$, mais puisque le rotor reçoit une accélération positive, sa vitesse commence à croître et au point a atteint la vitesse de synchronisme, c'est-à-dire que le système revient à la position initiale examinée précédemment. Il est évident que le processus commencera à se répéter dans le même ordre si les forces d'amortissement n'interviennent pas. Les oscillations s'amortissent et après un certain temps le système atteindra une position d'équilibre définitive pour $C'' = C_{ém}$ et $\theta = \theta''$.

La fig. 16-1,*b* donne la variation de l'angle θ et de la vitesse relative $d\theta/dt$ en fonction du temps.

Notons qu'une machine synchrone peut être mise hors de la position d'équilibre non seulement par une variation brusque du couple appliqué à son arbre, mais aussi par plusieurs autres causes. Ce sont, par exemple, les variations brusques des paramètres du circuit extérieur (par exemple, débranchement ou branchement d'une portion de ligne parallèle à la ligne réunissant la machine synchrone à un réseau de grande puissance; court-circuit dans la ligne et puis sa disparition; branchement insuffisamment précis de l'alternateur sur le réseau lors de sa mise au synchronisme, etc.).

L'expression pour le couple électromagnétique lors des oscillations peut être représentée sous la forme suivante:

$$C_{\text{ém}}=\frac{mE_0U}{\Omega x_d}\sin(\theta_{\text{moy}}+\alpha)=\frac{mE_0U}{\Omega x_d}\sin\theta_{\text{moy}}\cos\alpha+ \\ +\frac{mE_0U}{\Omega x_d}\cos\theta_{\text{moy}}\sin\alpha, \qquad (16\text{-}2)$$

où α est l'écart de l'angle θ de sa valeur moyenne θ_{moy}.

Si les variations de l'angle θ sont relativement petites ($\alpha < 20°$), on peut, sans commettre une grande erreur, remplacer cosinus α par 1, sinus α par α et Ω par Ω_{moy}. On a alors:

$$C_{\text{ém}}\approx\frac{mE_0U}{\Omega_{\text{moy}}x_d}\sin\theta_{\text{moy}}+\frac{mE_0U}{\Omega_{\text{moy}}x_d}\cos\theta_{\text{moy}}\,\alpha\approx \\ \approx C_{\text{ém. moy}}+C_{\text{sn}}\alpha=C_{\text{ém. moy}}+C_{\text{s}}, \qquad (16\text{-}3)$$

où

$$C_{\text{ém. moy}}=\frac{mE_0U}{\Omega_{\text{moy}}x_d}\sin\theta_{\text{moy}}$$

représente le couple électromagnétique moyen équilibré par le couple C appliqué à l'arbre et $C_{\text{sn}}\alpha$ représente le couple complémentaire non équilibré sur l'arbre ou le couple dit synchronisant C_{s}. Sous l'action de ce couple le rotor reçoit une accélération qui tend à le mettre dans une position pour laquelle le couple sur l'arbre C'' et le couple électromagnétique $C''_{\text{ém}}$ s'équilibrent (point *b* sur la fig. 16-1,*a*), ce qui correspondrait au régime synchrone normal de fonctionnement de la machine.

Le coefficient

$$C_{\text{sn}}=\frac{mE_0U}{\Omega_{\text{moy}}x_d}\cos\theta_{\text{moy}} \qquad (16\text{-}4)$$

est appelé coefficient du couple synchronisant.

Supposons qu'une machine synchrone fonctionne en régime de marche à vide et à vitesse de synchronisme; si des oscillations apparaissent elle sera semblable à un pendule dont la rigidité du ressort F est équivalente au coefficient du couple synchronisant C_{sn} et l'angle de torsion du ressort de sa position zéro α correspond

à l'angle de décalage θ de la F.É.M. E_0 par rapport à la tension du réseau U.

Le pendule (fig. 16-2,*a*) est montré dans la position d'un ressort de tension positive et d'angle $\alpha > 0$, ce qui correspond au point *c* de la fig. 16-1,*a*. Sur la fig. 16-2,*b* le pendule passe par sa position d'équilibre (point *b* sur la fig. 16-1). Disposant d'une énergie cinétique accumulée $J\frac{\Omega^2}{2}$ il passe par sa position d'équilibre avec l'accélération nulle et avec la vitesse maximale, ce qui lui permet d'atteindre la position représentée sur la fig. 16-2,*c* (point *a* sur la fig. 16-1) où sa vitesse devient nulle, après quoi commence le mouvement du pendule en sens inverse.

Si pendant le mouvement les forces d'amortissement n'existaient pas, le pendule une fois mis dans la position de la fig. 16-2,*a* aurait

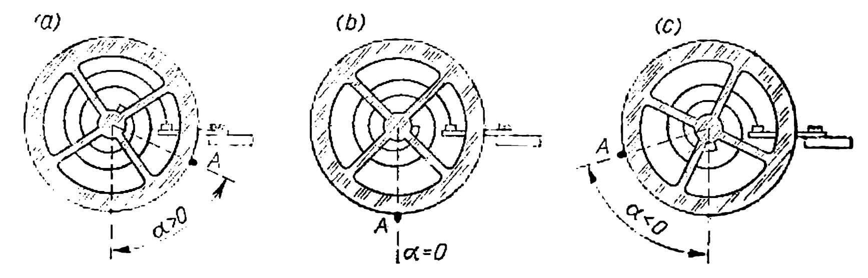


Fig. 16-2. Oscillations pendulaires d'un mécanisme d'horlogerie.

continué d'osciller de façon infinie avec la même amplitude, avec une fréquence déterminée des oscillations propres Ω_0 directement proportionnelle à $\sqrt{F/J}$. Mais les forces d'amortissement sous forme de frottement dans les paliers et contre l'air, etc., proportionnelles à la vitesse et ayant des valeurs maximales lors du passage du pendule par la position d'équilibre, diminuent graduellement l'amplitude des oscillations et le pendule finit par s'arrêter dans la position d'équilibre. Inversement, si des forces motrices agissent en résonance avec la fréquence propre des oscillations du pendule, l'amplitude des oscillations peut augmenter.

Dans le cas des oscillations du rotor d'une machine synchrone au voisinage de sa vitesse de synchronisme, les principales forces qui amortissent ses oscillations par rapport à la vitesse de synchronisme sont les couples moteurs provoqués par les courants induits lors des oscillations dans les barres de l'enroulement amortisseur court-circuité ou dans le corps massif du rotor du turbo-alternateur ainsi que dans l'enroulement d'excitation.

En régime de fonctionnement normal et symétrique lorsque le rotor d'une machine synchrone polyphasée tourne à la vitesse de synchronisme, les forces électromotrices e_{am} et les courants i_{am} n'apparaissent pas dans les barres de l'enroulement amortisseur.

Mais si le rotor oscille par rapport à la vitesse de synchronisme, des F.É.M. et des courants de faible fréquence correspondant à la fréquence des oscillations propres de la machine synchrone (de l'ordre de 0,5 à 1,5 Hz) prennent naissance dans ces barres. Vu que les oscillations du rotor sont sinusoïdales, la valeur maximale de la F.É.M. e_{am} est atteinte pour la vitesse relative maximale des oscillations $d\alpha/dt$, c'est-à-dire lors du passage du rotor par la position d'équilibre. Vu que la fréquence de la F.É.M. e_{am} et du courant i_{am} est très petite et la résistance de l'enroulement amortisseur est grande, le retard du courant sur la tension est faible et on peut admettre que le courant i_{am} est en phase avec la F.É.M. e_{am}. Les courants i_{am} en interaction avec le flux résultant de la machine Φ_δ qui tourne à la vitesse de synchronisme créent des efforts de freinage opposés au mouvement relatif du rotor et donnent naissance à un couple amortisseur:

$$C_{am} = K_{am} \frac{d\alpha}{dt}, \tag{16-5}$$

qui amortit les oscillations de la même façon que le frottement amortit celles d'un pendule.

Les courants induits dans les parties métalliques massives du rotor et dans l'enroulement d'excitation agissent de la même façon et apportent leur part au couple amortisseur total C_{am}. Des courants à la fréquence des oscillations sont induits également par le flux d'excitation dans l'enroulement statorique et, par suite de leur interaction avec le champ du rotor, sur ce dernier agit également une composante du couple amortisseur. Avec un enroulement amortisseur dans les machines à pôles saillants et dans le cas de turbo-alternateurs à rotor massif, l'influence des courants à la fréquence des oscillations propres dans l'enroulement d'excitation et dans l'enroulement statorique est relativement faible et en première approximation on peut les négliger. Notons que le coefficient K_{am} dans (16-5) est appelé coefficient du couple amortisseur.

Lorsque le moteur tourne exactement à la vitesse de synchronisme, ses axes sont immobiles par rapport au flux résultant Φ_δ ainsi que par rapport au flux de réaction d'induit Φ_a.

Pour cette raison les oscillations du rotor par rapport au flux de l'entrefer Φ_δ qui tourne au synchronisme sont équivalentes aux oscillations du rotor par rapport aux F.M.M. conventionnellement immobiles et aux flux du stator, ce qui revient à considérer la circulation des courants continus dans le stator.

La fig. 16-3 donne de tels tableaux de flux et de courants pour un alternateur synchrone surexcité couplé en parallèle avec le réseau et marchant à vide ($\theta = 0$).

On a représenté le rotor oscillant (fig. 16-3) dans quatre positions: les fig. 16-3,*b* et *d* correspondent à la position d'équilibre, la fig. 16-3,*a* correspond au décalage maximal du rotor à gauche depuis sa position d'équilibre et la fig. 16-3,*c* correspond à l'écart maximal

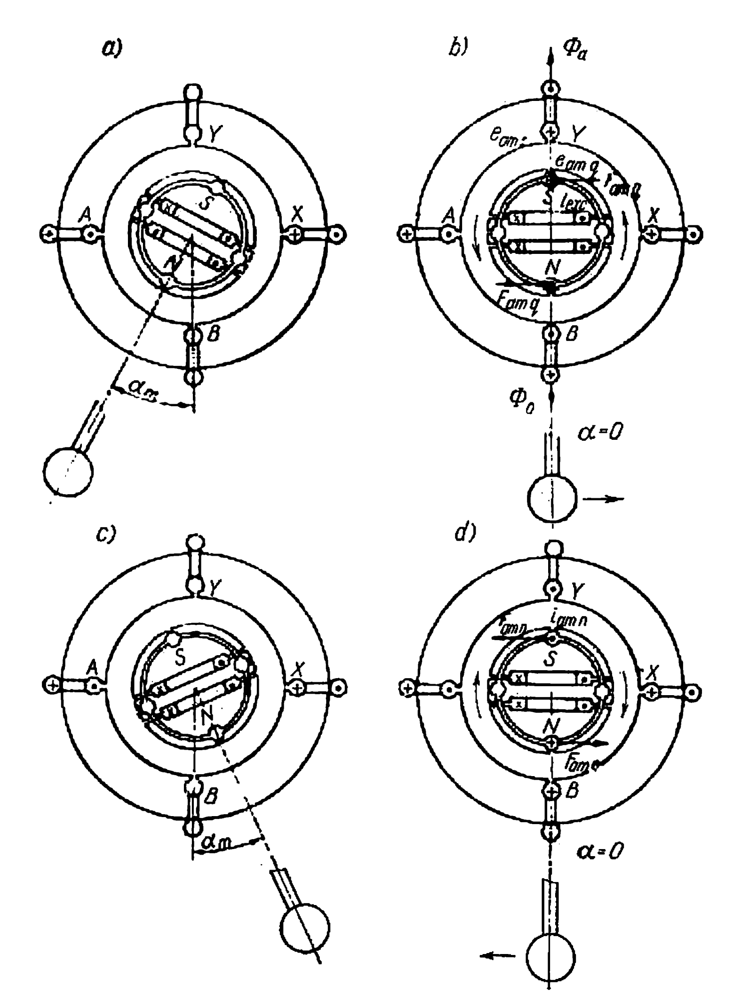


Fig. 16-3. **Tableau physique d'oscillations du rotor d'un alternateur synchrone.**

du rotor à droite depuis sa position d'équilibre. Pour comparer, on a représenté dans la partie inférieure du dessin les positions correspondantes d'un pendule conventionnel. L'enroulement d'excitation parcouru par le courant i_{exc} en position d'équilibre crée un flux Φ_0 dirigé verticalement vers le bas. L'enroulement statorique est diphasé avec un décalage de phases de 90°. Le courant continu qui est conventionnel dans le sens indiqué circule seulement dans la phase A et crée un flux démagnétisant de réaction d'induit Φ_a dirigé vers le haut, ce qui correspond au régime de marche à vide d'une machine surexcitée (voir fig. 12-11,*a*). Dans la phase B le courant retarde de 90° sur le courant de la phase A et pour cette raison son courant continu conventionnel est nul. On a représenté sur le rotor deux circuits amortisseurs dont l'un est dirigé suivant l'axe longitudinal et l'autre suivant l'axe transversal. Lorsque le rotor oscille l'enroulement amortisseur se déplace par rapport au champ d'induit, dirigé de haut en bas, et le flux de l'enroulement d'excitation se déplace par rapport aux enroulements statoriques. On peut déterminer les sens des courants à fréquence d'oscillations, qui sont induits alors dans les enroulements indiqués, d'après la règle de la main droite, et les sens des efforts qui naissent ensuite, d'après la règle de la main gauche.

En examinant la fig. 16-3 on peut voir que lorsque le rotor se déplace dans le sens antihoraire depuis sa position de la fig. 16-3,*a* le champ du stator induit dans les barres de l'enroulement amortisseur transversal des F.É.M. $e_{\mathrm{am}q}$ dont les sens sur la fig. 16-3,*b* qui correspond à l'amplitude de ces F.É.M. sont désignés par une croix et par un point. Les courants de l'enroulement amortisseur transversal $i_{\mathrm{am}q}$ sont pratiquement en phase avec la F.É.M. $e_{\mathrm{am}q}$. Lors de l'interaction de ces courants avec le champ statorique des efforts $F_{\mathrm{am}q}$ prennent naissance et créent un couple opposé au sens du mouvement (fig. 16-3,*b*). Lors du passage inverse du rotor depuis l'autre position extrême (fig. 16-3,*c*) par la même position d'équilibre (fig. 16-3,*d*), les courants $i_{\mathrm{am}q}$ dans l'enroulement amortisseur transversal changeront de signe et créeront un couple moteur qui sera aussi de sens inverse. Dans les deux cas, comme on peut le voir sur la fig. 16-3,*b* et *d*, le couple C_{am} créé amortit les oscillations du rotor au voisinage de la vitesse de synchronisme. Le couple amortisseur $C_{\mathrm{am}} = K_{\mathrm{am}} \frac{d\alpha}{dt}$ dans ce cas est considéré comme positif.

L'influence de l'enroulement amortisseur longitudinal et de l'enroulement d'excitation sur les oscillations, dans le cas d'une marche à vide parfaite ($\theta = 0$) est pratiquement nulle pour de petites oscillations, car, comme on le voit sur la fig. 16-3, le F.É.M. qui y sont induites par le champ du stator sont insignifiantes.

Les sens des F.É.M. à fréquence d'oscillations $e_{\mathrm{am}s}$ induites dans la phase B du stator par le flux d'excitation lors du mouvement

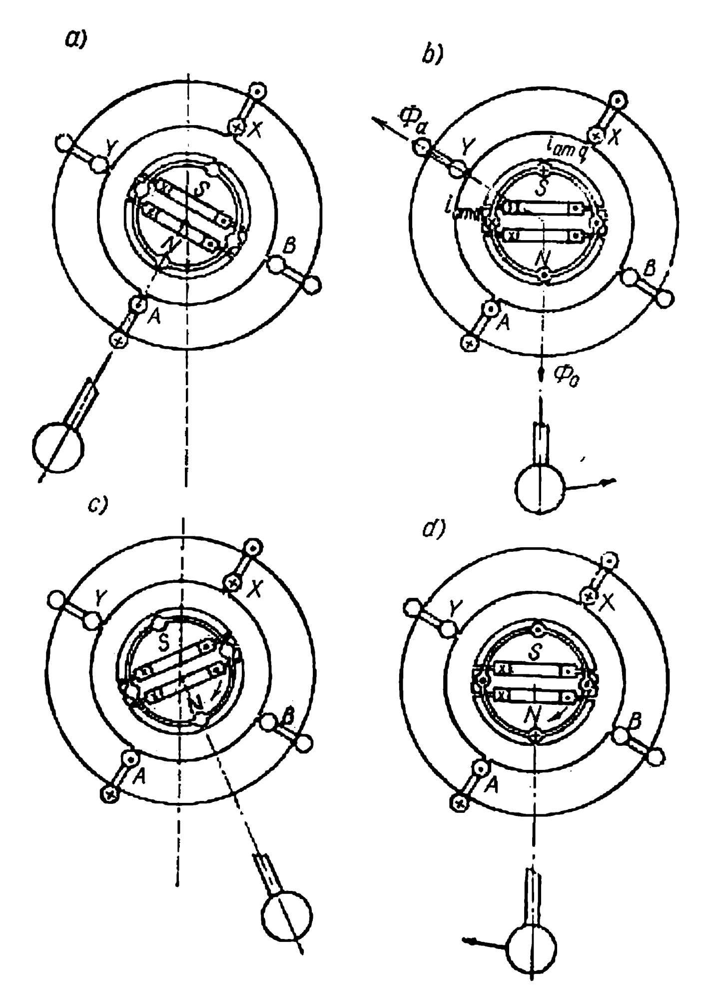


Fig. 16-4. Tableau physique d'oscillations du rotor d'un alternateur synchrone dans le cas d'une charge purement active.

relatif du rotor sont représentés également sur la fig. 16-3,*b* et *d* par des croix et des points. Dans ces positions du rotor, les valeurs des F.É.M. e_{ams} dans la phase *B* sont égales à celle d'amplitude. Si les courants à fréquence de glissement dans l'enroulement statorique i_{ams} sont en phase avec les F.É.M. e_{ams} et ont à chaque instant le même sens, l'interaction de ces courants avec le flux ou avec le courant d'excitation crée un couple amortisseur positif qui amortit les oscillations (fig. 16-3,*b* et *d*). L'action des courants induits par le flux d'excitation dans la phase *A* de la fig. 16-3 est insignifiante. En effet, la résistance des enroulements statoriques par rapport à la réactance est faible et pour cette raison les courants i_{ams} retardent fortement sur les F.É.M. e_{ams} et la composante du couple amortisseur, créée par l'enroulement statorique, est petite.

La fig. 16-4 donne les oscillations d'une machine synchrone lorsqu'elle fonctionne en alternateur avec une charge active dans la position d'équilibre (fig. 16-4,*b* et *d*) et un angle $\psi \approx 30°$ (voir fig. 12-9,*a*). Sur la fig. 16-4,*b* on a représenté les sens des axes du flux d'excitation Φ_0 et du flux de réaction d'induit Φ_a. Comme on le voit sur le dessin, dans ce cas l'enroulement amortisseur longitudinal, dans lequel sont induits des courants plus forts (i_{amd}), agit de façon plus efficace. L'effet amortisseur de l'enroulement d'excitation est dans ce cas aussi plus efficace que dans le cas de la fig. 16-3.

La valeur totale du couple amortisseur d'une machine synchrone dépend donc de la construction de la machine ainsi que de son régime de fonctionnement. On trouvera les formules de calcul du coefficient du couple amortisseur total K_{am} dans des aide-mémoire spéciaux. Notons également que selon les études spéciales faites le coefficient du couple amortisseur K_{am}, lors de la marche à vide d'une machine synchrone surexcitée, peut devenir négatif si la résistance du circuit statorique est suffisamment grande. Dans ce cas, des oscillations spontanées du rotor prennent naissance et elles peuvent même provoquer le décrochage.

16-2. Oscillations forcées d'une machine synchrone

Les oscillations d'une machine synchrone peuvent naître, par exemple, sous l'action des couples moteurs appliqués à l'arbre et provenant du moteur primaire dans le cas d'un alternateur ou provenant d'une machine entraînée dans le cas d'un moteur.

Si l'alternateur synchrone est actionné par un moteur dont la marche n'est pas uniforme, par exemple, par une machine à vapeur, par un moteur à combustion interne, etc., des oscillations *forcées* prennent naissance entraînant aussi des variations de la puissance électromagnétique de l'alternateur. Des oscillations forcées peuvent prendre naissance lorsque l'alternateur fonctionne séparément ou lorsqu'il est branché au réseau. Dans ce dernier cas, les oscilla-

tions forcées, en se superposant aux oscillations libres, peuvent créer la résonance d'oscillations dangereuse, entraînant le décrochage de la machine.

De même que dans un alternateur, dans un moteur synchrone des oscillations libres et des oscillations forcées peuvent se produire. Les oscillations forcées apparaissent, par exemple, lors de l'utilisation des moteurs synchrones pour l'entraînement des compresseurs à piston.

Les moteurs primaires des alternateurs se divisent en : a) moteurs à marche uniforme, b) moteurs à marche non uniforme. Parmi les premiers se trouvent les turbines à vapeur et à eau, parmi les seconds,

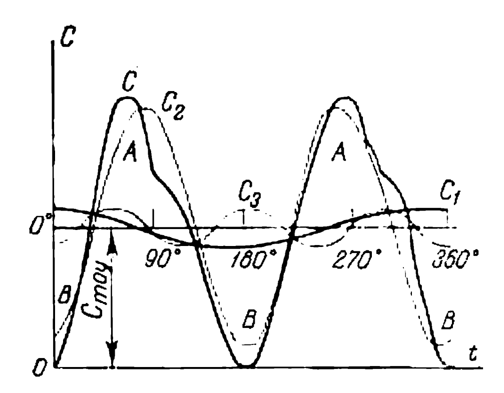


Fig. 16-5. Courbe des couples de rotation d'une machine à vapeur à double effet.

toutes les machines alternatives: machines à vapeur, moteurs à combustion interne, moteurs à gaz ; dans le cas des moteurs synchrones, on peut citer comme machine à marche non uniforme, par exemple, le compresseur à piston.

Les moteurs et les machines entraînées à marche uniforme ont un couple moteur ou résistant qui reste constant pendant un tour de l'arbre, tandis que lors de la marche non uniforme la valeur du couple varie périodiquement suivant une certaine loi connue.

La fig. 16-5 donne la courbe approximative des couples pour une machine à vapeur du type tandem. Le couple moteur pendant un tour varie deux fois entre les valeurs maximale et minimale. Grâce à l'énergie cinétique des masses tournantes, on constate une certaine égalisation de la puissance fournie par l'alternateur au réseau. Si dans un secteur donné de l'angle de rotation du rotor il y a une puissance amenée excédentaire (aire A), elle se transforme partiellement en énergie cinétique des masses tournantes qui est rendue lors du ralentissement du rotor lorsque l'énergie amenée devient inférieure à celle absorbée (aire B).

La relation

$$\Delta = \frac{\Omega_{max} - \Omega_{min}}{\Omega_{moy}}$$

est appelée degré d'irrégularité de marche. La courbe des couples peut être développée en une composante constante égale à la valeur moyenne du couple et en harmoniques. Pour la courbe de la fig. 16-5 le développement a la forme suivante :

$$\frac{C}{C_{moy}} = 1 + 0{,}142 \cos(\Omega_{moy} t + 123^\circ) +$$
$$+ 0{,}865 \cos(2\Omega_{moy} t + 194^\circ) + 0{,}132 \cos(3\Omega_{moy} t + 195^\circ) + \ldots,$$

où Ω_{moy} représente la vitesse angulaire moyenne du rotor. Dans ce cas, c'est le deuxième harmonique qui a la valeur maximale de l'amplitude, car dans une machine tandem on a deux impulsions fondamentales pendant un tour. On a également représenté sur la fig. 16-5 les courbes des trois premières composantes harmoniques du couple pour lesquelles l'axe des abscisses est représenté par la ligne du couple moyen C_{moy}.

Sous sa forme générale l'équation du couple moteur peut être représentée de façon suivante :

$$C = C_{moy} + \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} C_{\nu m} \cos(\nu \Omega_{moy} t + \psi_\nu) \qquad (16\text{-}6)$$

où ν est l'ordre de l'harmonique et $C_{\nu m}$, l'amplitude de ce dernier.

L'amplitude maximale et donc l'influence maximale sur le fonctionnement sont celles d'un harmonique du couple à fréquence déterminée par le nombre de temps moteurs ou d'impulsions N_u par tour de l'arbre, ce nombre dépendant du genre du moteur ou de la machine entraînée. Dans les moteurs à gaz à simple effet et à quatre temps $N_u = \frac{1}{2}$, dans les moteurs à deux cylindres $N_u = 1$, dans les moteurs à quatre cylindres $N_u = 2$, dans les moteurs à gaz à double effet et à deux temps : à deux cylindres $N_u = 2$ ou 4, à trois cylindres $N_u = 6$, etc.

Chaque harmonique du couple moteur provoque des oscillations forcées de la vitesse des pièces tournantes autour de sa valeur moyenne avec une fréquence égale à la fréquence de l'harmonique donné. La fréquence des oscillations forcées provoquées par l'harmonique fondamental du couple et la période de ces oscillations sont déterminées par l'égalité :

$$f_1 = nN_u; \quad T = \frac{1}{f_1},$$

où n est la vitesse de rotation en tours par seconde.

16-3. Oscillations propres et oscillations forcées d'un alternateur synchrone couplé en parallèle avec un réseau de puissance infinie

Conformément à tout ce qui a été dit plus haut, dans le cas général, lors des oscillations d'une machine synchrone couplée en parallèle avec un réseau puissant, le couple extérieur C appliqué à l'arbre de la machine équilibre les couples internes suivants:

1) le couple électromagnétique qui pour un alternateur à pôles lisses est:

$$C_{\text{ém}} = \frac{mE_0U}{\Omega x_d} \sin \theta_{\text{moy}};$$

2) le moment d'inertie:

$$C_j = \frac{J}{p} \frac{d\omega}{dt} = \frac{J}{p} \frac{d^2(\theta_{\text{moy}} + \alpha)}{dt^2} = \frac{J}{p} \frac{d^2\alpha}{dt^2};$$

3) le couple synchronisant C_s proportionnel pour de petites oscillations au décalage α de l'angle θ de sa valeur moyenne θ_{moy}:

$$C_s = C_{sn}\alpha;$$

4) le couple amortisseur C_{am} proportionnel pour de petites oscillations à la vitesse de la variation de l'angle α:

$$C_{am} = K_{am} \frac{d\alpha}{dt}.$$

L'équation de mouvement du rotor a donc la forme suivante:

$$C = C_{\text{ém}} + C_j + C_s + C_{am}.$$

Avec un couple non uniforme du moteur primaire l'équation des couples pour un alternateur synchrone marchant en parallèle avec le réseau prend une forme suivante:

$$C_{\text{ém}} + \frac{J}{p} \frac{d^2\alpha}{dt^2} + K_{am} \frac{d\alpha}{dt} + C_{sn}\alpha = - C_{\text{moy}} + \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} C_{\nu m} \cos(\nu\Omega_{\text{moy}} t + \psi_\nu). \quad (16\text{-}7)$$

Si l'on examine seulement les variations de vitesse pour lesquelles le régulateur de vitesse du moteur primaire n'arrive pas à agir, dans ce cas le couple moyen du moteur pendant une révolution C_{moy} reste constant et équilibre le couple électromagnétique $C_{\text{ém}}$. Pour cette raison l'équation des couples excédentaires prend la forme suivante:

$$\frac{J}{p} \frac{d^2\alpha}{dt^2} + K_{am} \frac{d\alpha}{dt} + C_{sn}\alpha = \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} C_{\nu m} \cos(\nu\Omega_{\text{moy}} t + \psi_\nu). \quad (16\text{-}8)$$

Par sa forme cette équation est analogue à l'équation (16-10) des courants d'un circuit où sont connectées en série L, C, r et alimenté par un réseau dont la tension se compose d'une série d'harmoniques:

$$L\frac{di}{dt}+ri+\frac{1}{C}\int i\,dt=\sum_{\nu=1}^{\nu=\infty}E_{\nu m}\sin(\nu\omega t+\psi_\nu), \qquad (16\text{-}9)$$

où ω est la pulsation du premier harmonique.

En différentiant cette dernière équation par rapport à t, on obtient:

$$L\frac{d^2i}{dt^2}+r\frac{di}{dt}+\frac{1}{C}i=\sum_{\nu=1}^{\nu=\infty}\nu\omega E_{\nu m}\cos(\nu\omega t+\psi_\nu). \qquad (16\text{-}10)$$

Vu que les équations (16-8) et (16-10) sont analogues, on obtient la correspondance suivante des termes de ces équations:

$$\text{pour } \alpha \ldots \frac{J}{p},\ C_{\text{sn}},\ K_{\text{am}},\ C_{\nu\text{m}};$$

$$\text{pour } i \ldots L,\ \frac{1}{C},\ r,\ \nu\omega E_{\nu m}.$$

La solution des équations (16-8) et (16-10) comprend une solution particulière du régime permanent:

$$\left.\begin{matrix} i \\ \alpha \end{matrix}\right\}=\sum_{\nu=1}^{\nu=m}\beta_m\sin(\nu\omega t+\psi_\nu-\varphi_\nu),$$

qui détermine les oscillations forcées, où dans le premier cas:

$$i=\sum_{\nu=1}^{\nu=m}\frac{E_{\nu m}}{\sqrt{r^2+\left(\nu\omega L-\frac{1}{\nu\omega C}\right)^2}}\sin(\nu\omega t+\psi_\nu-\varphi_\nu) \qquad (16\text{-}11)$$

et dans le second cas:

$$\alpha=\sum_{\nu=1}^{\nu=m}\frac{C_{\nu m}}{\nu\Omega_{\text{moy}}\sqrt{K_{\text{am}}^2+\left(\nu\Omega_{\text{moy}}\frac{J}{p}-\frac{C_{\text{sn}}}{\nu\Omega_{\text{moy}}}\right)^2}}\sin(\nu\Omega_{\text{moy}}t+\psi_\nu-\varphi_\nu), \qquad (16\text{-}12)$$

et de l'intégrale commune de ces équations sans le terme libre on a:

$$\left.\begin{matrix} i \\ \alpha \end{matrix}\right\}=A\varepsilon^{x_1t}+B\varepsilon^{x_2t},$$

qui détermine les oscillations libres amorties des machines sous l'action d'une impulsion perturbatrice.

Examinons d'abord le cas où dans les équations les termes d'amortissement $r = 0$ et $K_{am} = 0$ sont absents. Si dans le circuit électrique il n'y a pas de dissipation d'énergie ($r \approx 0$), les oscillations seront entretenues et l'équation (16-10) peut être transcrite sous la forme suivante:

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{1}{LC} i = \frac{d^2i}{dt^2} + \omega_0^2 i = 0,$$

où

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

représente la pulsation des oscillations électriques libres du circuit contenant L et C.

De façon identique, si le coefficient du couple amortisseur de la machine synchrone est nul ($K_{am} = 0$), l'équation des couples (16-8) peut être écrite sous la forme suivante:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{C_{sn}p}{J} \alpha = \frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_0^2 \alpha = 0, \qquad (16\text{-}13)$$

où ω_0 est la pulsation des oscillations mécaniques libres de l'angle α qui est:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{pC_{sn}}{J}} = \sqrt{\frac{P_{sn}}{\omega_r} \cdot \frac{p^2}{J} \cdot \frac{10^3}{g}}\ . \qquad (16\text{-}14)$$

P_{sn} est le coefficient de la puissance synchronisante [voir l'égalité (12-33)] et ω_r est la pulsation de la tension du réseau.

La solution de l'équation (16-13) par rapport à α prend la forme suivante:

$$\alpha = A \sin \omega_0 t + B \cos \omega_0 t,$$

où A et B sont des constantes arbitraires déterminées par les conditions initiales.

La vitesse de variation de l'angle α est:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \omega_0 A \cos \omega_0 t - \omega_0 B \sin \omega_0 t.$$

En admettant que pour l'instant initial ($t = 0$) on a:

$$\alpha = \alpha_m \text{ et } d\alpha/dt = 0,$$

on trouve $A = 0$ et $B = \alpha_m$ et par conséquent:

$$\alpha = \alpha_m \cos \omega_0 t,$$

d'où il résulte que les oscillations du rotor sont de forme harmonique et l'amplitude des oscillations du rotor α_m est égale à l'angle maximal duquel le rotor a été écarté de sa position d'équilibre par une cause extérieure.

La fréquence des oscillations libres du rotor est:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi}\,\omega_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{J}{pC_{sn}}}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{P_{sn}}{\omega_r}\frac{p^2}{J}}\,, \qquad (16\text{-}15)$$

et la période des oscillations libres est:

$$T_0 = \frac{1}{f_0} = 2\pi\sqrt{\frac{\omega_r}{P_{sn}}\frac{J}{p^2}}\,. \qquad (16\text{-}16)$$

La période des oscillations libres est souvent exprimée par le moment de giration des pièces tournantes du groupe (moteur primaire-alternateur) PD^2 lié au moment d'inertie des parties tournantes J par la relation:

$$J = mR^2 = \frac{PD^2}{4g}\,,$$

où $g = 9{,}81$ m/s² est l'accélération de la pesanteur, et par la vitesse nominale de l'alternateur exprimée en tours par minute n_n:

$$n_n = \frac{60f_r}{p} = \frac{60\omega_r}{2\pi p}\,.$$

En introduisant ces relations dans (16-16), on obtient:

$$T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{2\pi}{4\cdot 60}\cdot\frac{PD^2 n_n}{gpP_{sn}}} \approx 1{,}02\sqrt{\frac{PD^2 n_n}{gpP_{sn}}}\,. \qquad (16\text{-}17)$$

On peut également exprimer cette grandeur par la constante d'inertie des parties tournantes du groupe H_j[1] par laquelle on entend le temps nécessaire pour faire passer le groupe de l'état immobile à la vitesse nominale de synchronisme à vide lorsque sur l'arbre agit un couple moteur constant C_n égal au couple nominal:

$$C_n = \frac{P_n}{\Omega_r} = \frac{pP_n}{\omega_r}\,,$$

où P_n est la puissance apparente nominale de l'alternateur.

Dans ces conditions la vitesse du groupe varie uniformément avec une accélération angulaire Ω_r/H_j. D'autre part, l'accélération angulaire est égale à $\frac{C_n}{J}$ et pour cette raison:

$$H_j = \frac{J\Omega_r}{C_n} = \frac{J\Omega_r^2}{P_n} = \frac{PD^2}{4g}\left(\frac{2\pi n}{60}\right)^2\frac{g}{P_n} = 2{,}74\,\frac{PD^2}{P_n}\,n^2\cdot 10^{-6}\text{ s}, \qquad (16\text{-}17a)$$

où C_n est exprimé en kgfm, P_n en kVA, PD^2 en kgfm² et n en tr/mn.

---

[1] Dans divers pays on détermine la constante d'inertie des machines de manière différente.

Dans le système d'unités SI il faut exprimer le moment de giration en kgfm² et la formule (16-17a) aura la forme suivante:

$$H_j = \frac{2,74}{g} \cdot \frac{mD^2n^2}{P_n} \cdot 10^{-6} = 0,28 \frac{mD^2}{P_n} n^2 \cdot 10^{-6} \text{ s}, \qquad (16\text{-}17b)$$

où le moment de giration mD^2 est exprimé en Nm².

En introduisant cette valeur de H_j dans (16-16), on obtient:

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{H_j P_n}{\omega_r P_{sn}}} \qquad (16\text{-}18)$$

ou pour $f_r = 50$ Hz:

$$T_0 = 0,355 \cdot \sqrt{H_j \frac{P_n}{P_{sn}}}.$$

Notons que la période des oscillations propres T_0 dépend du régime de travail de la machine. Par exemple, l'accroissement de l'excitation provoquera un accroissement de la F.É.M. E_0 et, avec une charge invariable, une diminution de l'angle θ_{moy}. Ces deux variations provoquent un accroissement du coefficient de la puissance synchronisante P_{sn} et par conséquent une diminution de la période des oscillations T_0.

Lorsque les termes amortisseurs avec $r \neq 0$ et $K_{am} \neq 0$ existent, l'intégrale commune des équations sans terme libre a la forme suivante:

$$\left.\begin{matrix} i \\ \alpha \end{matrix}\right\} A\varepsilon^{x_1 t} + B\varepsilon^{x_2 t},$$

où A et B sont des constantes arbitraires déterminées à partir des conditions initiales et x_1 et x_2 sont des racines carrées de l'équation caractéristique:

$$x^2 + 2\delta x + \omega_0^2 = 0.$$

On a ici

$$x_{1,2} = -\delta \pm \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2} = -\delta \pm j\omega'$$

et

$$\omega'^2 = \omega_0^2 - \delta^2.$$

Dans le premier cas, pour le circuit électrique:

$$\delta = \frac{r}{2L}, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

et dans le second cas, pour la machine synchrone:

$$\delta = \frac{pK_{am}}{2J}; \quad \omega_0^2 = \frac{pC_{sn}}{J}.$$

Le processus oscillatoire amorti s'obtient pour $\delta < \omega_0$, ce qui correspond aux rapports réels de ces grandeurs pour une machine

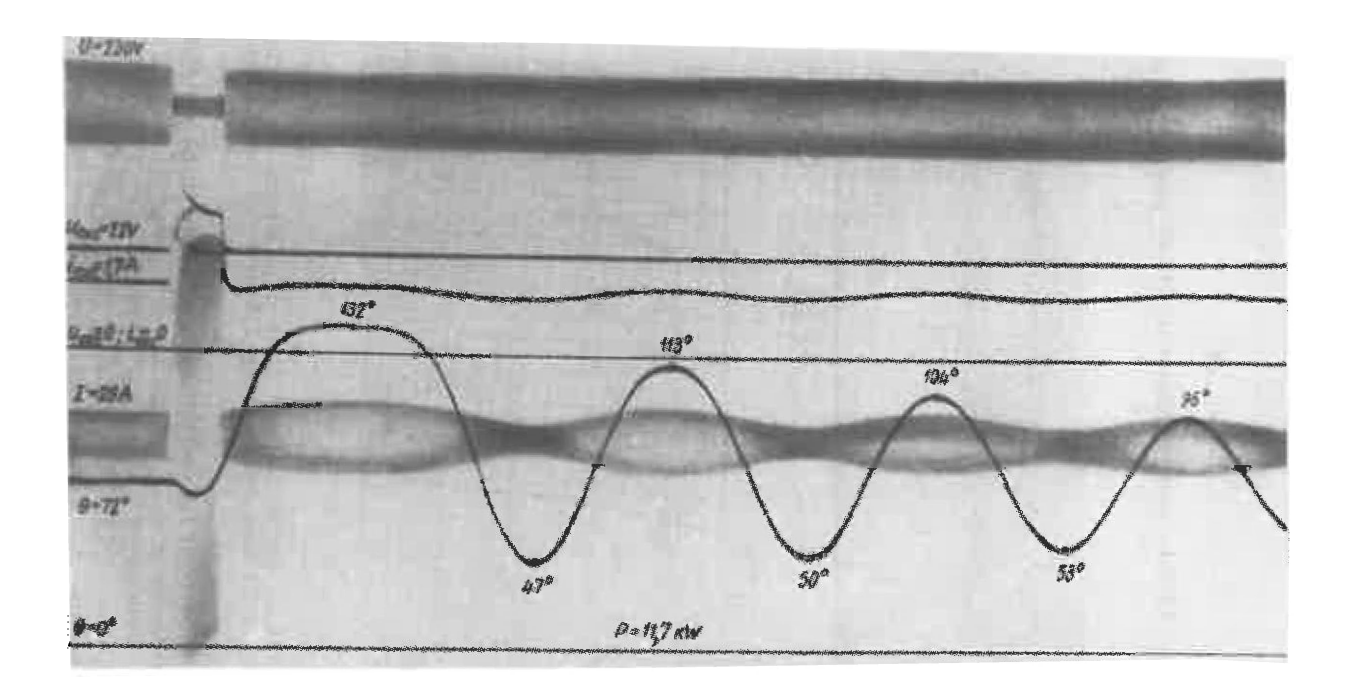


Fig. 16-6. **Oscillogramme des oscillations libres d'un alternateur synchrone avec conservation du synchronisme.**

synchrone. La solution pour le premier cas — équation (16-9) avec le membre de droite égal à zéro — aux conditions initiales $i = I_0$ et $\frac{di}{dt} = 0$ sera :

$$i = I_0 \varepsilon^{-\delta t} \sin \omega' t.$$

De façon analogue, la solution de l'équation (16-8) avec le membre

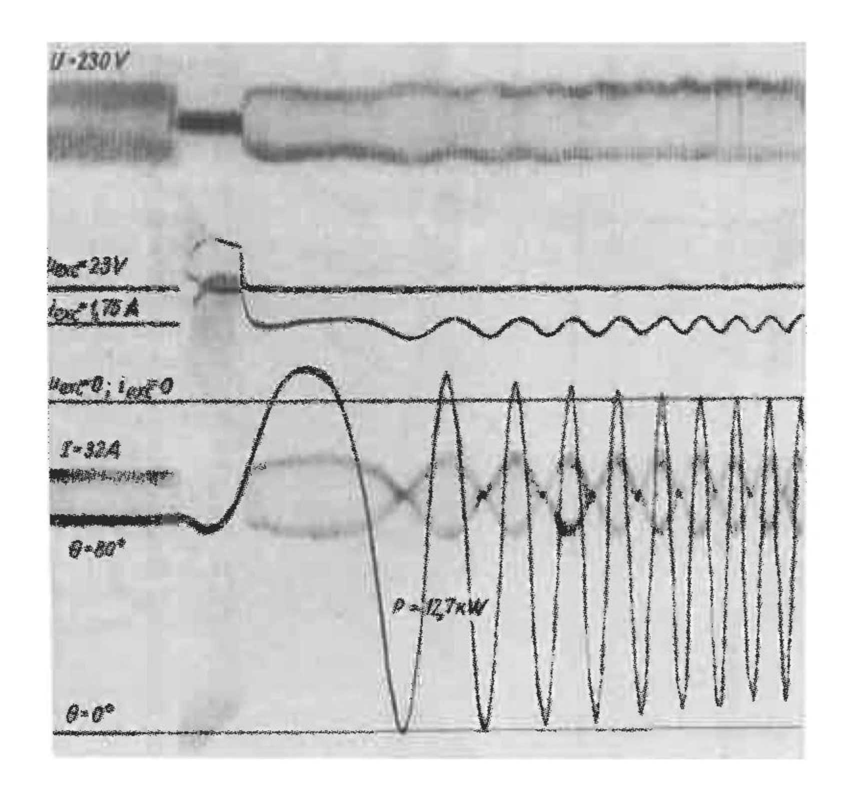


Fig. 16-7. **Oscillogramme des oscillations libres d'un alternateur synchrone lors du décrochage.**

de droite égal à zéro pour les oscillations d'une machine synchrone aux conditions intiales $\alpha = \alpha_m$ et $d\alpha/dt = 0$ prend la forme :

$$\alpha = \alpha_m \varepsilon^{-\delta t} \sin \omega' t,$$

où ω' est la pulsation des oscillations qui est :

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = \sqrt{\frac{pC_{\text{sn}}}{J} - \left(\frac{pK_{\text{am}}}{2J}\right)^2}. \qquad (16\text{-}19)$$

La période des oscillations amorties est donc :

$$T=\frac{2\pi}{\omega'}=\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{pC_{\text{sn}}}{J}-\left(\frac{pK_{\text{am}}}{2J}\right)^2}}=\frac{2\pi J}{p\sqrt{\frac{JC_{\text{sn}}}{p}-\frac{K_{\text{am}}^2}{4}}}. \qquad (16\text{-}20)$$

La période des oscillations amorties, comme on le voit d'après la formule (16-20), dépend de la valeur du coefficient du couple amortisseur K_{am}.

Le décrément logarythmique des oscillations égal au logarythme du rapport des amplitudes de la période considérée et de la période suivante est :

$$\vartheta=\delta T=\frac{\pi pK_{\text{am}}}{J\sqrt{\frac{pC_{\text{sn}}}{J}-\left(\frac{pK_{\text{am}}}{2J}\right)^2}}=\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{4C_{\text{sn}}J}{pK_{\text{am}}^2}-1}}. \qquad (16\text{-}21)$$

Pour $K_{\text{am}}=0$ le décrément logarythmique des oscillations $\vartheta=0$.

La fig. 16-6 donne l'oscillogramme des oscillations libres d'une machine synchrone connectée par l'intermédiaire d'un modèle de ligne de transport aux barres de puissance infinie. Le choc initial a pris naissance par suite d'un court-circuit triphasé au milieu de la ligne et qui a été coupé au bout de 0,35 s. La fig. 16-7 correspond à une perturbation analogue du régime de marche de la même machine lorsque cette dernière pendant la première période de l'oscillation a décroché.

L'équation de fonctionnement de l'alternateur séparé du réseau, lorsque les couples synchronisant et amortisseur sont absents :

$$\frac{J}{p}\frac{d^2\alpha}{dt^2}=\sum_{\nu=1}^{\nu=m}C_{\nu m}\cos\left(\nu\Omega_{\text{moy}}t+\psi_\nu\right)$$

correspond à l'équation d'un circuit électrique comprenant L mais dans lequel C et r sont absentes :

$$L\frac{d^2i}{dt^2}=\sum_{\nu=1}^{\nu=m}\nu\omega E_{\nu m}\cos\left(\nu\omega t+\psi_\nu\right).$$

L'amplitude du courant en régime permanent dans ce cas est :

$$I_{0\nu m}=\frac{E_{\nu m}}{\nu\omega L}.$$

L'amplitude du courant en régime permanent pour un circuit comprenant L, C et r selon (16-11) est :

$$I_{\nu m}=\frac{E_{\nu m}}{\sqrt{r^2+\left(\nu\omega L-\frac{1}{\nu\omega C}\right)^2}}.$$

Pour $\nu^2\omega^2LC=1$ on a la résonance série pour l'harmonique donné et le courant $I_{\nu m}$ atteint sa valeur maximale :

$$I_{\nu m\,\max}=\frac{E_{\nu m}}{r}.$$

Le module de résonance ζ_ν est égal au rapport des courants $I_{\nu m}/I_{0\nu m}$:

$$\zeta_\nu=\frac{\nu\omega L}{\sqrt{r^2+\left(\nu\omega L-\frac{1}{\nu\omega C}\right)^2}}=\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{r}{\nu\omega L}\right)^2+\left(1-\frac{1}{\nu^2\omega^2LC}\right)^2}}=$$

$$=\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{r}{2\pi f_\nu L}\right)+\left[1-\left(\frac{f_0}{f_\nu}\right)^2\right]^2}}, \qquad (16\text{-}22)$$

où la fréquence des oscillations propres du circuit comprenant L et C lorsque $r=0$ est :

$$f_0=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

et la fréquence du ν^{me} harmonique des oscillations forcées est :

$$f_\nu=\nu f_1=\frac{\nu\omega}{2\pi}.$$

De façon analogue, l'amplitude du ν^{me} harmonique des oscillations pour un alternateur synchrone fonctionnant séparément lorsque les couples synchronisant et amortisseur sont nuls sera :

$$\alpha_{0\nu m}=\frac{pC_{\nu m}}{\nu^2\Omega_{moy}^2J}$$

et pour un alternateur couplé sur un réseau puissant, selon (16-12):

$$\alpha_{\nu m}=\frac{C_{\nu m}}{\nu\Omega_{moy}\sqrt{K_{am}^2+\left(\nu\Omega_{moy}\frac{J}{p}-\frac{C_{sn}}{\nu\Omega_{moy}}\right)^2}}. \qquad (16\text{-}23)$$

De façon analogue, le module de résonance pour le ν^{me} harmonique des oscillations forcées, lorsque l'alternateur synchrone est couplé en parallèle avec un réseau de puissance infinie, est :

$$\zeta_\nu=\frac{\alpha_{\nu m}}{\alpha_{0\nu m}}=\frac{\nu\Omega_{moy}\frac{J}{p}}{\sqrt{K_{am}^2+\left(\nu\Omega_{moy}\frac{J}{p}-\frac{C_{sn}}{\nu\Omega_{moy}}\right)^2}}=$$

$$=\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{pK_{am}}{2\pi f_\nu J}\right)^2+\left[1-\left(\frac{f_0}{f_\nu}\right)^2\right]^2}}, \qquad (16\text{-}24)$$

où la fréquence des oscillations propres du rotor, selon (16-14), est :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{\frac{J}{pC_{sn}}}}$$

et la fréquence du ν^{me} harmonique des oscillations forcées du rotor :

$$f_\nu = \nu f_1.$$

Sans le couple amortisseur $K_{am} = 0$, le module de résonance vaut :

$$\zeta_\nu = \frac{1}{1 - \left(\frac{f_0}{f_\nu}\right)^2} \quad (16\text{-}25)$$

et si les fréquences des oscillations libres et des oscillations forcées sont égales ($f_0 = f_\nu$), c'est-à-dire pour la résonance, on a $\zeta_\nu = \infty$.

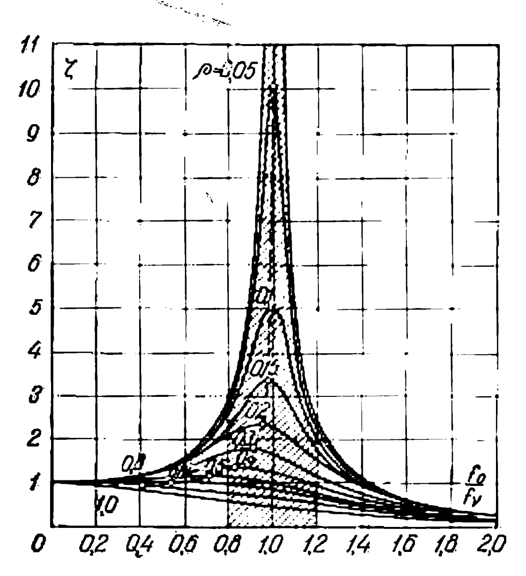


Fig. 16-8. **Courbes du module de résonance en fonction du rapport des fréquences libres et des fréquences forcées pour différents degrés d'amortissement.**

De la même façon que dans un circuit électrique, l'amortissement diminue la valeur du module de résonance surtout dans la zone la plus dangereuse lorsque $\frac{f_0}{f_\nu} = 0{,}8$ à $1{,}2$.

La fig. 16-8 donne les courbes du module de résonance en fonction du rapport $\frac{f_0}{f_\nu}$ lorsque f_ν varie pour différentes valeurs de l'amortis-

sement:

$$\rho = \frac{2\delta}{\omega_0}\begin{cases} \dfrac{r_0}{2\pi f_0 L}, \\ \dfrac{pK_{am}}{2\pi f_0 J}. \end{cases} \qquad (16\text{-}26)$$

Comme on le voit d'après ces courbes, la valeur du module de résonance ζ_v augmente fortement avec la diminution de l'amortissement et le maximum de ζ_v en fonction de l'accroissement de ρ se déplace graduellement vers les valeurs diminuantes de $\frac{f_0}{f_v}$.

Exemple 16-1.

Un alternateur hydraulique de $S_n = 71\,500$ kVA, $f = 50$ Hz, $2p = 96$, $n = 62{,}5$ tr/mn a un moment de giration $PD^2 = 47\,000$ tm².

Sa constante d'inertie, selon la formule (16-17a), est:

$$H_j = 2{,}74 \cdot \frac{PD^2 \cdot n^2}{S_n} = 2{,}74 \cdot \frac{47\,000 \cdot 62{,}5^2}{71\,500} \cdot 10^{-3} = 7{,}04 \text{ s}$$

ou dans le système SI [formule (16-17,b)]:

$$H_j = 0{,}28\frac{mD^2}{P_n}n^2 \cdot 10^{-6} = 0{,}28\,\frac{47\,000 \cdot 10^3 \cdot 9{,}81}{71\,500}\,62{,}5^2 \cdot 10^{-6} = 7{,}04 \text{ s.}$$

Déterminons la période des oscillations propres pour le régime de fonctionnement nominal selon la formule (16-18) en y introduisant la valeur relative de la puissance nominale $P_n = 2{,}4$ et le coefficient relatif de la puissance synchronisante $P_{sn} = 7{,}86$:

$$T_0 = 0{,}355 \cdot \sqrt{7{,}04 \cdot \frac{2{,}4}{7{,}86}} = 0{,}52 \text{ s.}$$

La fréquence des oscillations propres:

$$f_0 = \frac{1}{T_0} = \frac{1}{0{,}52} = 1{,}93 \text{ Hz.}$$

16-4. Oscillations forcées d'un alternateur synchrone fonctionnant séparément

Lorsqu'un alternateur synchrone fonctionne séparément, il n'y a pas de facteur assurant la valeur et la pulsation constantes de la tension U aux bornes de l'alternateur. Pour cette raison, lors des oscillations forcées provoquées par la variation de la vitesse du moteur primaire, l'angle θ entre les vecteurs E_0 et U reste constant.

La vitesse du rotor peut être considérée comme la somme de la composante constante ou de la vitesse moyenne et des oscillations harmoniques de la vitesse. Les oscillations du rotor, comme dans le cas des oscillations libres, induisent dans les enroulements statoriques une F.É.M. à la fréquence des oscillations. La fréquence des oscillations forcées de la plupart des harmoniques est plus grande

que la fréquence fondamentale de la F.É.M. statorique, ce qui fait que dans le circuit statorique la réactance prédomine; la F.É.M. et les courants des oscillations forcées sont décalés d'un grand angle. Pour cette raison et par suite de l'inertie du rotor, les couples moteurs correspondant aux courants de la fréquence des oscillations dans le stator sont de beaucoup inférieurs aux couples perturbateurs. Pour simplifier, on peut supposer que le couple électromagnétique développé par l'alternateur reste constant et le couple amortisseur de l'enroulement statorique est nul.

Vu que $\theta = \text{const}$, le coefficient du couple synchronisant

$$C_{sn} = \frac{1}{\Omega_r} \cdot \frac{\partial P_{ém}}{\partial \theta}$$

est nul. Etant donné que le flux de réaction d'induit reste immobile par rapport au rotor, les composantes du couple amortisseur engendrées par l'enroulement d'excitation et par l'enroulement amortisseur sont également nulles. Ainsi $C_{ém} = C_{moy}$ et selon (16-7) et (16-8) l'équation des oscillations de la machine peut s'écrire de la façon suivante:

$$\frac{J}{p} \frac{d^2\alpha}{dt^2} = \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} C_{\nu m} \cos(\nu\Omega_{moy} t + \psi_\nu). \tag{16-27}$$

En intégrant deux fois l'équation (16-27) nous obtenons des expressions pour la vitesse des oscillations et les écarts du rotor sous les formes suivantes:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} \frac{p}{J} \frac{C_{\nu m}}{\nu\Omega_{moy}} \sin(\nu\Omega_{moy} t + \psi_\nu); \tag{16-28}$$

$$\alpha = -\sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} \frac{p}{J} \frac{C_{\nu m}}{(\nu\Omega_{moy})^2} \cos(\nu\Omega_{moy} t + \psi_\nu). \tag{16-29}$$

La valeur maximale de la vitesse des oscillations de l'angle pour l'harmonique du ν^{me} ordre est:

$$\left|\frac{d\alpha_\nu}{dt}\right|_{max} = \frac{p}{J} \frac{C_{\nu m}}{\nu\Omega_{moy}} \tag{16-30}$$

et l'amplitude des oscillations correspondantes est:

$$\alpha_{\nu m} = \frac{p}{J} \cdot \frac{C_{\nu m}}{(\nu\Omega_{moy})^2}. \tag{16-31}$$

Il découle des formules (16-29) et (16-31) que l'amplitude des oscillations est inversement proportionnelle au carré de l'ordre de l'harmonique et que l'écart maximal de l'angle α_{max} représente, avec un certain excès, la somme algébrique des amplitudes de tous les harmoniques.

Vu que les moteurs sont peu sensibles aux variations de tension aux bornes de l'alternateur, provoquées par les variations de vitesse du rotor, l'équart maximal admissible est déterminé seulement par la sensibilité de l'œil aux oscillations de l'intensité de lumière des lampes à incandescence. Généralement on limite α_{max} à ± 3 degrés électriques.

On voit d'après la formule (16-31) que pour un alternateur fonctionnant séparément on peut limiter l'amplitude α_{vm} seulement par l'accroissement du moment d'inertie J, ce qui peut être obtenu soit par l'accroissement du moment d'inertie du rotor même, soit par le montage d'un volant spécial sur l'arbre de l'alternateur.

Chapitre XVII COMMUTATRICE

17-1. Principe de fonctionnement d'une commutatrice et ses principales relations

La commutatrice est une machine tournante servant à transformer le courant alternatif en courant continu ou inversement. Elle est construite sous la forme d'une machine à courant continu dotée d'un collecteur connecté au réseau à courant continu et de prises allant de l'induit aux bagues collectrices connectées au réseau

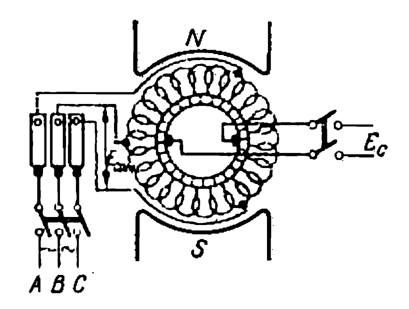


Fig. 17-1. Schéma d'une commutatrice.

à courant alternatif (fig. 17-1). Le principe de fonctionnement d'une commutatrice est basé sur le fait que dans l'induit d'une machine à courant continu est induite une tension alternative redressée à l'aide du collecteur; pour cette raison lors de la connexion de l'enroulement de l'induit directement aux bagues collectrices on obtient entre ces dernières une tension alternative et la machine peut être connectée par ses bagues au réseau alternatif.

Lors de la transformation du courant alternatif en courant continu la commutatrice fonctionne en moteur synchrone par rapport au réseau alternatif et en génératrice de courant continu par rapport au réseau continu. Lors de la transformation du courant continu en alternatif elle fonctionne en moteur à courant continu par rapport au réseau continu et en alternateur synchrone par rapport au réseau alternatif. Si on néglige les pertes dans la commutatrice, dans les deux cas la puissance absorbée du côté alternatif ou rendue à ce

réseau est égale à la puissance fournie au réseau continu ou prise à ce réseau. Pour cette raison une commutatrice ne développe pas de couple mécanique sur l'arbre et ne fait que transformer l'énergie électrique d'une sorte en énergie électrique d'une autre sorte.

Par la suite nous admettrons que la répartition de l'induction magnétique le long de la surface de l'induit peut être considérée comme étant sinusoïdale.

17-2. Rapports entre les F.É.M. d'une commutatrice

Une commutatrice peut être exécutée du côté alternatif avec un nombre de phases m qui dépend du nombre de bagues collectrices auxquelles sont connectées les prises de l'induit. Etant donné que dans une commutatrice les F.É.M. alternative et continue sont obtenues dans le même enroulement, les valeurs du courant alternatif se trouvent en rapport déterminé avec celles du courant continu.

Le rapport entre la F.É.M. composée E_{com} du côté alternatif et la F.É.M. E_{c} du côté continu peut être trouvé de façon suivante.

La F.É.M. côté continu, selon la formule (3-29) (tome I, § 3-13), est :

$$E_{\text{c}} = pn\frac{N}{a}\Phi = 4w_{\text{c}}f\Phi,$$

où $w_{\text{c}} = \frac{N}{4a}$ est le nombre de spires de la branche parallèle de l'induit à courant continu.

Du côté alternatif l'enroulement d'induit de la commutatrice est connecté en polygone et sa F.É.M. simple est égale à celle composée. Pour cette raison la F.É.M. composée de la fréquence fondamentale aux bagues collectrices, selon l'équation (2-37) pour la F.É.M. d'une machine synchrone, est :

$$E_{\text{com}} = \sqrt{2}\pi f w_{\text{s}} k_{\text{b}} \Phi.$$

De cette façon, le rapport de la F.É.M. côté alternatif à la F.É.M. côté continu est :

$$k_e = \frac{E_{\text{com}}}{E_{\text{c}}} = \frac{\sqrt{2}\pi w_{\text{s}} k_{\text{b}}}{4w_{\text{c}}} = \frac{\pi}{m\sqrt{2}} k_{\text{b}}, \tag{17-1}$$

en tenant compte du fait que $2w_{\text{c}} = mw_{\text{s}}$.

Si le nombre d'encoches par pôle et par phase est suffisamment grand, on a d'après (1-11) :

$$k_{\text{b}} = \frac{\sin\frac{\pi}{m}}{\frac{\pi}{m}}.$$

En introduisant dans (17-1) cette valeur de k_b on obtient:

$$k_c = \frac{\sin \frac{\pi}{m}}{\sqrt{2}}. \qquad (17\text{-}2)$$

On peut obtenir la même valeur du cercle de potentiel de l'enroulement d'induit de la commutatrice (fig. 17-2) si on tient compte du fait que le cercle de potentiel donne des amplitudes de F.É.M. E_{s2}, E_{s3}, etc.

Pour le courant monophasé, dans les formules de ce paragraphe il faut introduire $m = 2$.

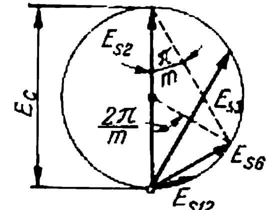


Fig. 17-2. Détermination des tensions composées d'une commutatrice pour différents nombres de phases.

17-3. Rapports entre les courants d'une commutatrice

Cherchons les relations entre la composante active du courant alternatif dans la phase de l'induit I_{sa} et le courant continu I_c en négligeant les pertes dans l'induit de la commutatrice, c'est-à-dire en admettant que les puissances du côté du courant continu et du côté du courant alternatif sont égales. On a alors:

$$E_c I_c = m E_s I_{sa}$$

et

$$\frac{I_{sa}}{I_c} = \frac{1}{m}\frac{E_c}{E_s} = \frac{1}{mk_e} = \frac{\sqrt{2}}{m \sin \frac{\pi}{m}}. \qquad (17\text{-}3)$$

Vu que le courant continu dans la branche parallèle de l'induit est $I'_c = \frac{I_c}{2a}$ et la composante active du courant alternatif $I'_{sa} = \frac{I_{sa}}{a}$, le rapport du courant alternatif au courant continu dans l'enroulement est:

$$k_{ia} = \frac{2I_{sa}}{I_c} = \frac{2}{mk_e} = \frac{2\sqrt{2}}{m \sin \frac{\pi}{m}}. \qquad (17\text{-}4)$$

Désignons par k_{ir} le rapport de la composante réactive du courant alternatif dans le circuit de l'enroulement $I'_{sr} = \frac{I_{sr}}{a}$ au courant continu dans l'enroulement $I'_c = \frac{I_c}{2a}$. Ce rapport sera égal à:

$$k_{ir} = \frac{2I_{sr}}{I_c} = \frac{2I_{sa}}{I_c}\frac{I_{sr}}{I_{sa}} = k_{ia}\frac{\sin\psi}{\cos\psi} = k_{ia}\operatorname{tg}\psi. \qquad (17\text{-}5)$$

Pour un système à m phases le décalage entre les courants des phases voisines est $\frac{2\pi}{m}$. Vu que lors de la connexion en polygone le

courant composé I_{com} est égal à la différence géométrique des courants simples I_s des phases voisines, on peut obtenir pour la relation entre I_{com} et I_s l'expression:

$$I_{com} = 2I_s \sin\frac{\pi}{m}.$$

En tenant compte de cette relation, on peut obtenir de (17-3) la relation suivante entre la composante active du courant composé et le courant continu :

$$k_{i\,com\,a} = \frac{I_{com\,a}}{I_c} = \frac{2\sqrt{2}}{m}. \qquad (17\text{-}6)$$

Les valeurs numériques des relations entre les grandeurs considérées pour différents nombres de phases selon les expressions obtenues sont indiquées dans le tableau 17-1. Les valeurs des relations entre ces grandeurs dans les machines réelles diffèrent un peu de celles indiquées dans le tableau par suite des chutes de tension et des pertes ainsi qu'à cause des harmoniques supérieurs.

Tableau 17-1

Relations entre les tensions et les courants d'une commutatrice

m	k_e	$k_{i\,com\,a}$	k_{ia}
2	0,707	1,414	1,414
3	0,612	0,943	1,085
	0,354	0,472	0,940
	0,185	0,236	0,907

17-4. Pertes dans l'enroulement d'induit d'une commutatrice

Pour déterminer les pertes dans l'enroulement d'induit il faut connaître la valeur instantanée du courant i dans chaque section de l'induit et totaliser les pertes dans toutes les sections.

La valeur instantanée du courant dans une section de l'induit est égale à la différence des valeurs instantanées du courant continu et du courant alternatif:

$$i = i'_c - i'_s. \qquad (17\text{-}7)$$

La valeur instantanée du courant continu dans une section représente une courbe rectangulaire qui peut être développée selon la règle générale en harmonique fondamental et harmoniques supé-

rieurs du courant :

$$i'_c = I_1 \sin \omega t + I_3 \sin 3\omega t + \ldots + I_\nu \sin \nu\omega t + \ldots =$$

$$= I'_c \cdot \frac{4}{\pi} \left(\sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \ldots + \frac{1}{\nu} \sin \nu\omega t + \ldots \right), \quad (17\text{-}8)$$

où $\omega = 2\pi f = 2\pi pn$ et $t = 0$ correspond à l'instant où la section passe par le balai d'une branche de l'enroulement dans une autre.

La F.É.M. du courant alternatif dans une phase passe par zéro à l'instant où sa section médiane se trouve sur la ligne neutre théorique (fig. 17-3). Si le courant dans la phase retarde sur la F.É.M. d'un angle ψ, le courant alternatif dans la section médiane de la phase varie suivant la loi :

$$i'_s = \sqrt{2} I'_s \sin (\omega t - \psi).$$

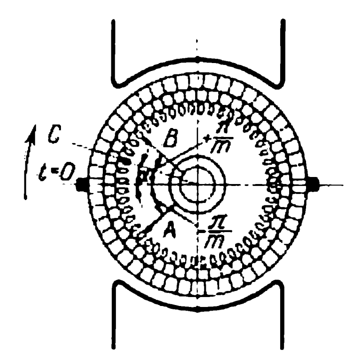


Fig. 17-3. Détermination des pertes dans une section de l'enroulement d'induit d'une commutatrice.

La section de la phase, décalée par rapport à la section médiane d'un angle α dans le sens de rotation (fig. 17-3), passe donc par la zone neutre plus tôt d'un même angle. Donc pour cette section, en admettant pour elle $t = 0$ à l'instant où elle passe par la zone neutre, la loi de variation du courant alternatif est déterminée par l'expression :

$$i'_s = \sqrt{2} I'_s \sin (\omega t - \psi - \alpha),$$

et α pour différentes sections dans les limites de la phase donnée varie de $\alpha = +\frac{\pi}{m}$ à $\alpha = -\frac{\pi}{m}$ (fig. 17-3).

En développant l'expression $\sin (\omega t - \psi - \alpha)$ en composantes et en tenant compte du fait que les composantes active et réactive du courant alternatif d'après les désignations adoptées sont :

$$I'_{sa} = I'_s \cos \psi = k_{ia} I'_c, \quad I'_{sr} = I'_s \sin \psi = k_{ir} I'_c,$$

on obtient pour le courant i'_s l'expression suivante :

$$i'_s = \sqrt{2} I'_s \sin (\omega t - \psi - \alpha) = \sqrt{2} (I'_s \cos \psi \cos \alpha -$$

$$- I'_s \sin \psi \sin \alpha) \sin \omega t - \sqrt{2} (I'_s \cos \psi \sin \alpha +$$

$$+ I'_s \sin \psi \cos \alpha) \cos \omega t = \sqrt{2} I'_c [(k_{ia} \cos \alpha -$$

$$- k_{ir} \sin \alpha) \sin \omega t - (k_{ia} \sin \alpha + k_{ir} \cos \alpha) \cos \omega t]. \quad (17\text{-}9)$$

Selon les équations (17-7), (17-8) et 17-9) le courant résultant dans la section est :

$$i = i'_c - i'_s = I'_c \left\{ \left[\frac{4}{\pi} - \sqrt{2} (k_{ia} \cos\alpha - \right. \right.$$

$$\left. - k_{ir} \sin\alpha) \right] \sin\omega t + \sqrt{2} (k_{ia} \sin\alpha + k_{ir} \cos\alpha) \cos\omega t +$$

$$\left. + \frac{4}{\pi} \left[\frac{1}{3} \sin 3\omega t + \ldots + \frac{1}{\nu} \sin \nu\omega t + \ldots \right] \right\} . \quad (17\text{-}10)$$

La fig. 17-4 représente la courbe du courant résultant avec $m = 6$ pour $\alpha = 0°$, 15°, 30° et 60°.

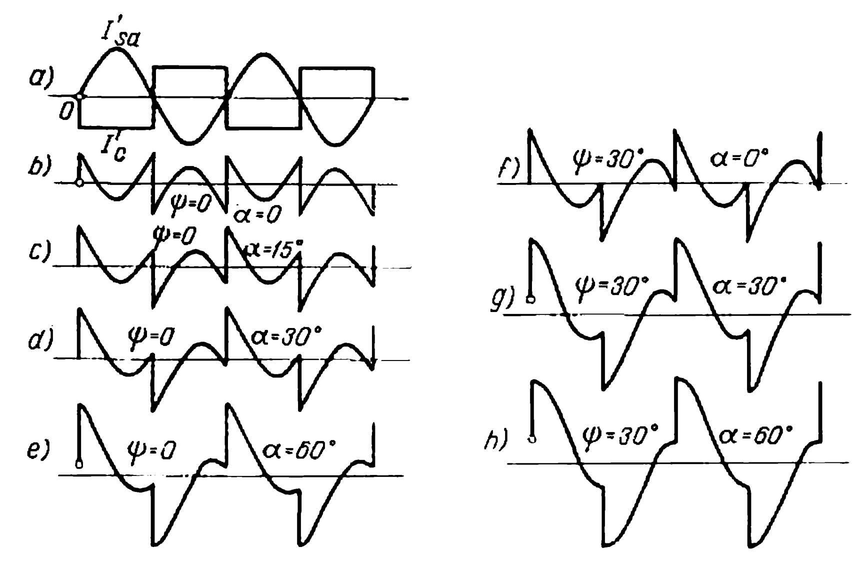


Fig. 17-4. Courbes de variation du courant dans les sections de l'enroulement d'induit d'une commutatrice.

La valeur efficace du courant résultant dans la section est égale à la racine carrée de la demi-somme des carrés des amplitudes de toutes les composantes du courant :

$$I_s = I'_c \times$$

$$\times \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{4}{\pi} - \sqrt{2} (k_{ia} \cos\alpha - k_{ir} \sin\alpha) \right]^2 \times \right. \\ \left. \times [\sqrt{2} (k_{ia} \sin\alpha + k_{ir} \cos\alpha)]^2 + \frac{16}{\pi^2} \left[\frac{1}{3^2} + \frac{1}{5^2} + \ldots + \frac{1}{\nu^2} + \ldots \right] \right\}} =$$

$$= I'_c \sqrt{\frac{8}{\pi^2} + k_{ia}^2 + k_{ir}^2 - \frac{4}{\pi} \sqrt{2} (k_{ia} \cos\alpha - k_{ir} \sin\alpha) + \left(1 - \frac{8}{\pi^2}\right)} =$$

$$= I'_c \sqrt{1 + k_{ia}^2 + k_{ir}^2 - \frac{4}{\pi} \sqrt{2} (k_{ia} \cos\alpha - k_{ir} \sin\alpha)}, \quad (17\text{-}11)$$

car

$$\frac{1}{3^2}+\frac{1}{5^2}+\ldots+\frac{1}{\nu^2}+\ldots=\frac{\pi^2}{8}-1.$$

Le rapport des pertes dans la section examinée aux pertes dans la même section avec un courant continu I'_c lorsqu'elle fonctionne en régime d'une machine à courant continu avec la même puissance est:

$$\left(\frac{I_s}{I'_c}\right)^2=1+k_{ia}^2+k_{ir}^2-\frac{4}{\pi}\sqrt{2}\,(k_{ia}\cos\alpha-k_{ir}\sin\alpha). \quad (17\text{-}12)$$

La valeur moyenne de ce rapport pour l'induit entier est:

$$k_v=\frac{m}{2\pi}\int_{-\frac{\pi}{m}}^{+\frac{\pi}{m}}\left(\frac{I_s}{I'_c}\right)^2 d\alpha=1+k_{ia}^2+k_{ir}^2-$$

$$-\frac{m}{2\pi}\,\frac{4}{\pi}\sqrt{2}\int_{-\frac{\pi}{m}}^{+\frac{\pi}{m}}(k_{ia}\cos\alpha-k_{ir}\sin\alpha)\,d\alpha=$$

$$=1+k_{ia}^2+k_{ir}^2-\frac{4\sqrt{2}mk_{ia}}{\pi^2}\sin\frac{\pi}{m}. \quad (17\text{-}13)$$

Pour le cas considéré du champ sinusoïdal les valeurs des coefficients k_{ia} et k_{ir} sont données par les égalités (17-4) et (17-5) et dans ce cas:

$$k_v=1+k_{ia}^2+k_{ir}^2-\frac{16}{\pi^2}=1-\frac{16}{\pi^2}+k_{ia}^2(1+\operatorname{tg}^2\psi)=$$

$$=1-\frac{16}{\pi^2}+\frac{k_{ia}^2}{\cos^2\psi}=1-\frac{16}{\pi^2}+\frac{8}{m^2\sin^2\frac{\pi}{m}\cos^2\psi} \quad (17\text{-}14)$$

En désignant la résistance de l'enroulement d'induit côté continu par r_a, les pertes dans l'induit de la commutatrice seront:

$$p_{ca}=k_v I_c^2 r_a. \quad (17\text{-}15)$$

Si l'on suppose que les pertes dans l'induit d'une commutatrice peuvent être les mêmes que lors du fonctionnement de la commutatrice comme machine à courant continu, la puissance de la commutatrice, c'est-à-dire sa puissance transformée de l'énergie du courant continu ou du courant alternatif, peut être majorée dans le rapport $1/\sqrt{k_v}$.

Le tableau 17-2 donne les valeurs de k_v et de $1/\sqrt{k_v}$ calculées d'après la formule (17-14) pour les deux cas: cosinus $\psi = 1$ et cosinus $\psi = 0{,}9$.

Tableau 17-2

Coefficient des pertes dans le cuivre de l'induit de la commutatrice

m	$\cos\psi=1$		$\cos\psi=0{,}9$	
	k_v	$\frac{1}{\sqrt{k_v}}$	k_v	$\frac{1}{\sqrt{k_v}}$
2	1,38	0,85	1,88	0,73
3	0,567	1,33	0,87	1,07
6	0,267	1,93	0,485	1,43
12	0,207	2,2	0,42	1,54
∞	0,19	2,29	0,38	1,62

On voit d'après ce tableau que les pertes dans l'induit diminuent d'abord considérablement avec l'accroissement du nombre de phases, mais pour $m > 6$ cette diminution commence à ralentir et lorsqu'on passe de $m = 12$ à $m = \infty$ les pertes diminuent très peu.

Pour le courant monophasé ($m = 2$) les pertes dans une commutatrice sont même plus grandes que dans une machine à courant continu et pour cette raison une commutatrice est généralement construite avec un nombre de phases m au moins égal à 3. Les plus répandues sont les commutatrices dont $m = 6$, car le système hexaphasé d'alimentation des commutatrices est réalisé sans difficultés spéciales dans les transformateurs par trans-

Fig. 17-5. Schéma d'une commutatrice hexaphasée.

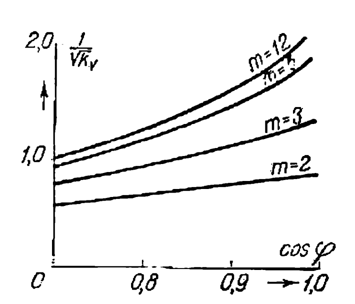


Fig. 17-6. Courbes de variation du facteur de pertes dans l'induit d'une commutatrice en fonction du facteur de puissance.

formation du système secondaire d'un transformateur triphasé en système hexaphasé (fig. 17-5).

Les pertes dans l'induit d'une commutatrice augmentent lorsque $\cos\varphi = \cos\psi$ diminue du côté du courant alternatif; vu que dans ce cas l'onde du courant alternatif commence à être décalée par rapport à l'onde du courant continu, la compensation mutuelle des F.M.M. créées par ces courants est perturbée.

La fig. 17-6 donne les relations $\frac{1}{\sqrt{k_v}} = f(\cos\psi)$ pour $m = 2$, $m = 3$, $m = 6$ et $m = 12$.

17-5. Démarrage d'une commutatrice

Le démarrage d'une commutatrice peut se faire du côté continu comme du côté alternatif. Le démarrage côté continu n'est possible que dans des cas relativement rares lorsqu'on dispose d'une source constante de courant continu, par exemple, d'une batterie d'accumulateurs. Dans ce cas, la commutatrice est mise en marche comme un moteur à courant continu et sa vitesse est amenée à la vitesse de synchronisme, après quoi on met la commutatrice au synchronisme et on la couple sur le réseau alternatif. Avec ce mode de lancement la commutatrice a toujours une polarité correcte par rapport au réseau à courant continu. Le lancement côté alternatif peut être réalisé de plusieurs manières dont les principales sont: a) le démarrage en asynchrone, b) l'utilisation d'un moteur auxiliaire.

Le démarrage de la commutatrice en asynchrone est le plus répandu. Cette méthode n'est possible que lorsque les pièces polaires comportent une cage d'écureuil, car dans ce cas la commutatrice peut développer un couple de démarrage et un couple de synchronisation suffisants. Le démarrage s'effectue sous tension réduite (25 à 30% de la tension nominale), l'enroulement d'excitation étant fermé sur une résistance. Au voisinage du synchronisme la commutatrice commence à fonctionner comme un moteur asynchrone à faible glissement et la polarité aux balais change périodiquement. Si le couple réactif de la commutatrice est suffisant pour l'accrochage, ce dernier peut être réalisé avec une polarité correcte ou incorrecte; dans ce dernier cas on changera seulement le sens du courant dans le circuit d'excitation. Mais si le couple réactif est insuffisant pour l'accrochage, on est obligé de brancher le circuit d'excitation au moment où la polarité de la commutatrice est correcte.

Lors du démarrage à l'aide d'un moteur asynchrone auxiliaire on choisit généralement un moteur dont le nombre de paires de pôles est inférieur d'une unité au nombre de pôles de la commutatrice. Dans ce cas, le moteur auxiliaire permet de faire passer la commutatrice par le synchronisme lorsque la synchronisation peut être réalisée par connexion de la machine sur le réseau alternatif.

17-6. Réglage de la tension dans une commutatrice

Par suite de la compensation mutuelle des F.M.M. côté courant continu et côté courant alternatif et de la faible réaction d'induit la chute de tension inductive dans une commutatrice est très petite. Vu que les pertes électriques dans l'induit sont également réduites, la chute de tension active dans l'enroulement d'induit est également petite. Pour cette raison la chute de tension résultante dans une commutatrice est seulement de 2 à 5 % de la tension nominale.

Comme le montre l'équation (17-2), il existe dans une commutatrice une relation très rigide entre les tensions côté continu et côté alternatif. Lorsque la tension côté alternatif $E_{com} \approx U_{com} = $ $= \text{const}$, la tension côté continu $U_c \approx E_c$ est bien déterminée et son réglage demande des dispositifs complémentaires, car la variation de l'excitation influera seulement sur la valeur de la composante réactive du courant alternatif et le flux résultant Φ de la commutatrice pour $U_c = \text{const}$ restera aussi pratiquement constant.

Il en résulte que pour faire varier la tension côté alternatif il faut faire varier la tension aux bagues collectrices; pour cette raison pour la tension donnée du réseau $U_{com} = \text{const}$ il faut insérer entre le réseau et les bagues collectrices un dispositif complémentaire qui élève ou abaisse la tension du réseau. On peut utiliser comme dispositif: un régulateur à induction (voir § 18-6), une bobine de réactance ou une machine complémentaire. Les deux premiers dispositifs sont branchés du côté alternatif tandis que la machine complémentaire peut être branchée du côté continu ou du côté alternatif, selon qu'il s'agit d'une machine à courant continu ou à courant alternatif. L'enroulement (ou les enroulements) d'induit de la machine auxiliaire est branché en série avec le réseau et l'induit peut être monté sur l'arbre de la commutatrice.

Un régulateur à induction permet d'assurer un réglage allant jusqu'à 30 % et même plus de la tension nominale.

L'une des méthodes les plus simples de réglage de la tension d'une commutatrice s'obtient par le branchement entre l'enroulement secondaire du transformateur Tr et les bagues collectrices d'une bobine de réactance L (fig. 17-7). Mais cette méthode permet d'obtenir seulement des limites de réglage relativement faibles qui ne dépassent pas $\pm 7{,}5$ %.

Cette méthode est basée sur le principe selon lequel une commutatrice, qui fonctionne en moteur synchrone par rapport au réseau alternatif, aura avec une tension constante et une excitation variable des valeurs différentes du flux résultant dont la variation dépendra de la valeur de la réactance x. Cette réactance peut représenter une réactance de fuite propre des enroulements ainsi qu'une réactance extérieure. La commutatrice surexcitée fonctionnera avec un courant en avance et la tension à ses bagues U_{com}, comme le montre

le diagramme de tensions de la fig. 17-8,*a*, augmentera ; la tension côté continu augmentera aussi.

Une commutatrice sous-excitée fonctionnera avec un courant en retard et la tension U_{com}, comme le montre le diagramme 17-8,*b*, diminuera ; la tension U_c baissera en rapport. Il est à noter qu'au lieu d'utiliser une bobine de réactance spéciale on peut construire le transformateur, alimentant la commutatrice, avec une réactance

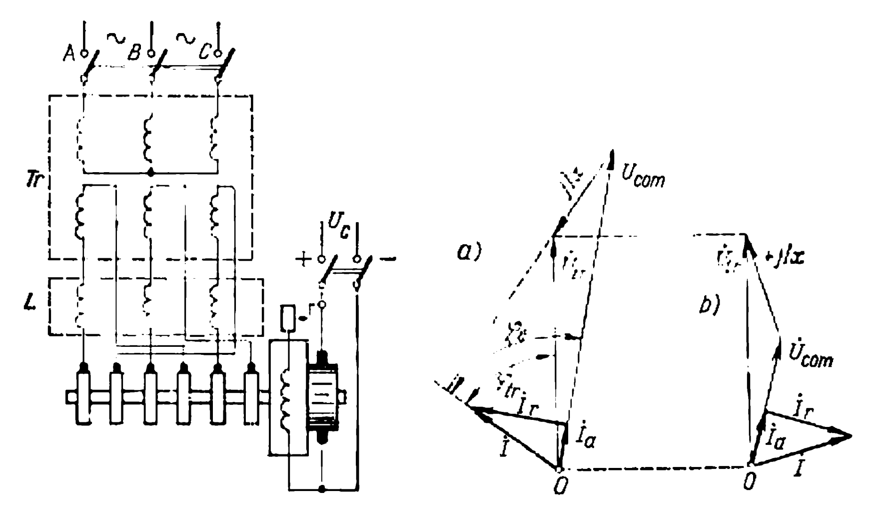


Fig. 17-7. Réglage de la tension d'une commutatrice à l'aide d'une bobine de réactance.

Fig. 17-8. Diagramme de tensions d'une commutatrice lors de la marche avec un courant en avance (*a*) et en retard (*b*).

de valeur majorée. La tension aux bornes de l'enroulement primaire du transformateur étant constante, on peut régler la tension de la commutatrice en faisant varier son excitation.

17-7. Pompages d'une commutatrice

Une commutatrice travaillant en moteur synchrone par rapport au réseau à courant alternatif peut avoir, comme ce moteur, des oscillations forcées et des oscillations propres. Les oscillations forcées prennent naissance si l'alternateur alimentant la commutatrice subit des variations de vitesse provoquées par le couple non uniforme du moteur primaire qui actionne cet alternateur. Les oscillations libres peuvent prendre naissance en cas de variation du régime de fonctionnement de la commutatrice sous l'influence de forts appels de courant de charge et des courts-circuits.

Les commutatrices sont souvent dotées d'enroulements amortisseurs placés dans les épanouissements polaires des pôles principaux qui agissent comme amortisseurs d'oscillations et pour cette raison

les oscillations forcées ne sont généralement pas observées. Les oscillations libres qui apparaissent lors des courts-circuits peuvent faire décrocher la commutatrice, mais en cas d'utilisation de disjoncteurs rapides le débranchement du court-circuit a lieu avant que l'angle de retard du vecteur de la F.É.M. induite par le flux d'excitation sur le vecteur de la tension du réseau n'atteigne 180°. Après le débranchement du court-circuit l'induit, sous l'action de l'enroulement amortisseur, revient rapidement à la vitesse de rotation normale.

17-8. Utilisation des commutatrices

Les commutatrices étaient fabriquées pour la fréquence de 50 Hz et une puissance allant jusqu'à 5 000 kW. Elles étaient utilisées pour transformer le courant alternatif en courant continu, surtout dans les sous-stations de traction. A l'heure actuelle elles sont remplacées par les redresseurs à vapeur de mercure plus économiques. Mais pour la tension de 220 V et au-dessous la commutatrice reste plus économique que le redresseur à vapeur de mercure et pour cette raison on l'utilise encore maintenant dans certaines installations spéciales. Souvent les commutatrices de faible puissance sont sans transformateur d'alimentation et comportent des enroulements séparés à courant continu et à courant alternatif placés sur l'induit pour qu'on puisse obtenir des rapports voulus entre la tension du courant continu et celle du courant alternatif.

Les machines à deux enroulements sont également utilisées comme génératrices de courant continu et alternatif. Dans ce cas, elles sont actionnées par des moteurs primaires, le plus souvent par des moteurs à combustion interne. On fabrique également des génératrices synchrones de faible puissance de même construction dans lesquelles l'enroulement d'induit à courant continu est utilisé pour alimenter l'enroulement d'excitation et pour cette raison on n'a pas besoin d'une excitatrice séparée.

Troisième partie

MACHINES ASYNCHRONES

Chapitre XVIII

MACHINE ASYNCHRONE TRIPHASÉE À ROTOR IMMOBILE [1]

18-1. Généralités

Dans ce chapitre nous voulons montrer qu'une machine asynchrone dont le rotor est immobile représente un transformateur qui diffère d'un transformateur courant seulement par sa construction (enroulements répartis sur le stator et sur le rotor, existence d'un entrefer). L'essence des phénomènes physiques est analogue dans les deux cas. Pour cette raison il est rationnel de commencer l'étude des machines asynchrones comme celle des transformateurs par l'examen des régimes limites de fonctionnement de la machine, c'est-à-dire de la marche à vide et en court-circuit, afin d'étendre dans le chapitre suivant la notion de la machine asynchrone comme d'un transformateur sur le cas d'une machine à rotor tournant.

Par la suite nous envisagerons une machine asynchrone triphasée à bagues, dont le rotor peut être ouvert, court-circuité ou fermé sur une certaine résistance. Nous nous entendrons de considérer toutes les grandeurs variables comme des fonctions sinusoïdales du temps et de l'espace et nous examinerons plus loin le rôle des harmoniques supérieurs. Les tensions, les F.É.M. et les courants sont déterminés par leurs valeurs efficaces et les F.M.M. et les flux sont déterminés par leurs valeurs maximales. On admet que les phases de l'enroulement sont symétriques.

---

[1] Les principes de fonctionnement des machines asynchrones sans collecteur et leur organisation ont été indiqués dans les chapitres I, III et V.

18-2. Marche à vide d'une machine asynchrone pour $n = 0$

Supposons que le rotor d'une machine asynchrone soit ouvert (fig. 18-1) et immobile et que le stator soit branché sur un réseau de tension U_1 et de fréquence f_1. Dans ce cas, la machine asynchrone représente un transformateur en marche à vide. Le stator de la machine forme l'enroulement primaire et le rotor immobile l'enroulement secondaire. Nous nous entendrons donc d'appeler toutes les grandeurs relatives au stator grandeurs primaires et nous les désignerons par le signe « 1 » et toutes les grandeurs relatives au rotor seront appelées grandeurs secondaires et désignées par le signe « 2 ».

En principe la marche des raisonnements dans ce cas est la même que pour les transformateurs (voir tome I, chap. XIII). Sous l'action de la tension U_1 l'enroulement statorique est parcouru par un courant à vide I_0. La F.M.M. F_1 engendrée par ce courant crée un flux dont une partie Φ_m est encerclée par les enroulements de deux parties de la machine et l'autre partie $\Phi_{\sigma 1}$ est encerclée seulement par l'enroulement statorique (fig. 18-2). Le premier flux est le flux principal et le second est le flux de dispersion (de fuites). Si p est le nombre de paires de pôles de la machine, la vitesse de rotation n_1 de la F.M.M. F_1 et par suite du flux Φ_m est :

Fig. 18-1. Schéma d'un moteur à bagues avec rhéostat.

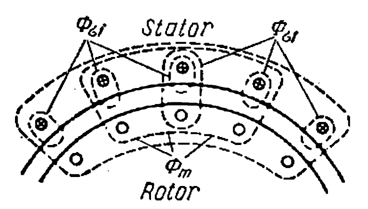


Fig. 18-2. Les flux du stator, le rotor étant ouvert.

$$n_1 = \frac{f_1}{p} \text{ [tr/s]}. \qquad (18\text{-}1)$$

Le moteur étant immobile, le flux principal crée dans les enroulements statorique et rotorique des F.É.M. E_1 et E_2 déterminées par les formules :

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= \sqrt{2}\,\pi f_1 w_1 k_{b1} \Phi_m ; \\ E_2 &= \sqrt{2}\,\pi f_1 w_2 k_{b2} \Phi_m . \end{aligned}\right\} \qquad (18\text{-}2)$$

Le flux de dispersion $\Phi_{\sigma 1}$ crée dans l'enroulement statorique une F.É.M. de dispersion $E_{\sigma 1}$ et on a :

$$\dot{E}_{\sigma 1} = -j\dot{I}_0 x_1,$$

où x_1 est la réactance de dispersion de l'enroulement statorique.

De plus, l'enroulement statorique a une résistance r_1 ; en tenant compte de son action sous forme de chute de tension $I_0 r_1$, nous pouvons écrire l'équation des tensions de l'enroulement primaire de la machine asynchrone sous la même forme que pour les transformateurs [voir tome I, formules (13-16) et (13-22)], à savoir :

$$\dot{U}_1 = -\dot{E}_1 + \dot{I}_0 Z_1. \tag{18-3}$$

Rappelons au lecteur que dans cette équation $-\dot{E}_1$ et $\dot{I}_0 Z_1$ sont des composantes de la tension U_1 dont chacune est en équilibre avec les F.É.M. correspondantes.

Aux équations identiques des F.É.M. de l'enroulement primaire pour le transformateur et la machine asynchrone correspondent des diagrammes de marche à vide qui en principe sont identiques. Pour cette raison nous n'indiquerons pas le diagramme qui figure dans le premier tome, fig. 14-7. Cependant du point de vue quantitatif il existe une grande différence entre les deux diagrammes. En effet, dans la machine asynchrone l'entrefer est relativement grand. Pour cette raison dans la machine asynchrone le courant I_0 vaut généralement de 20 à 50 % de I_n, c'est-à-dire qu'il est beaucoup plus grand que le courant à vide d'un transformateur (3 à 10 % de I_n). De plus, les résistances des enroulements des machines asynchrones sont relativement plus grandes que celles des enroulements des transformateurs. Pour cette raison la chute de tension dans l'enroulement statorique d'une machine asynchrone à vide est de 2 à 5 % de la tension nominale, tandis que dans le transformateur elle ne dépasse généralement pas 0,1 à 0,4 %.

Les courants à vide d'une machine asynchrone triphasée forment un système symétrique car les réluctances par lesquelles passent les flux triphasés sont identiques. D'autre part, la forme du courant à vide est proche d'une sinusoïde car à cause de l'entrefer relativement grand le troisième harmonique du courant ou du flux ne peut pas avoir une grande importance.

Le rapport de transformation des F.É.M. d'une machine asynchrone est :

$$k_e = \frac{E_1}{E_2} = \frac{\sqrt{2}\,\pi f_1 w_1 k_{b1} \Phi_m}{\sqrt{2}\,\pi f_1 w_2 k_{b2} \Phi_m} = \frac{w_1 k_{b1}}{w_2 k_{b2}}. \tag{18-4}$$

Dans les machines asynchrones comme dans les transformateurs on ramène l'enroulement secondaire à l'enroulement primaire, c'est-à-dire qu'on remplace l'enroulement secondaire réel par un autre qui a le même nombre de phases et de spires, le même pas et

le même nombre d'encoches par pôle et par phase que l'enroulement primaire. Les paramètres de l'enroulement secondaire doivent être calculés alors de façon requise pour conserver les relations énergétiques réelles dans la machine.

La F.É.M. de l'enroulement secondaire E_2' ramené à l'enroulement primaire est:

$$E_2' = k_e E_2 = E_1. \qquad (18\text{-}5)$$

Lorsque le rotor ouvert est immobile on n'a dans la machine que des pertes dans le cuivre du stator $m_1 I_0^2 r_1$, où m_1 est le nombre de phases du stator, et les pertes dans le fer du stator et du rotor étant $p_{f1} + p_{f2}$. La puissance P_{10} absorbée par la machine du réseau sert à compenser ces pertes. Ainsi on a:

$$P_{10} = m_1 I_0^2 r_1 + p_{f1} + p_{f2}. \qquad (18\text{-}6)$$

Vu que dans les machines asynchrones le courant I_0 et la résistance r_1 sont relativement grands, les pertes dans le cuivre p_{c1} constituent une partie notable de la puissance P_{10} tandis que dans les transformateurs on peut toujours les négliger.

Connaissant P_{10} on peut déterminer la composante active du courant I_{0a} d'après la formule:

$$I_{0a} = \frac{P_{10}}{m_1 U_1}.$$

La composante active du courant I_{0a} est généralement petite par rapport à la composante réactive de ce courant I_{0r} et l'angle φ_0 est égal à 70 à 80°.

Le schéma équivalent d'une machine asynchrone à vide ne diffère pas du schéma correspondant d'un transformateur indiqué sur la fig. 14-10 du premier tome.

18-3. Machine asynchrone en court-circuit

Si on fait passer le contact mobile du rhéostat inséré dans le circuit rotorique (fig. 18-1) de la position *1* à la position *2*, le rotor étant freiné ($n = 0$), nous aurons le régime de court-circuit de la machine asynchrone. Par son sens physique un tel court-circuit est analogue à celui d'un transformateur, mais comporte plusieurs différences qui découlent des particularités de construction des machines asynchrones.

Si l'on veut que lors d'un court-circuit les courants I_1 et I_2 dans les enroulements statorique et rotorique soient limités à leurs valeurs nominales, il faut, comme dans le cas d'un transformateur, abaisser la tension appliquée au stator jusqu'à la valeur U_{cc} qui est d'environ 15 à 25 % de U_n (de 5 à 17 % dans les transformateurs). Les courants I_1 et I_2 créent des F.M.M. du stator et du rotor, desquelles nous pouvons, conformément aux conditions adoptées

(voir § 18-1), isoler les premiers harmoniques des F.M.M. F_1 et F_2. Pour $n = 0$ la fréquence du courant dans le rotor est égale à celle du courant dans le stator f_1. Si p est le nombre de paires de pôles de la machine, les F.M.M. F_1 et F_2 tournent par rapport au stator et au rotor immobiles dans le même sens avec les mêmes vitesses $n_1 = \frac{f_1}{p}$, c'est-à-dire qu'elles sont immobiles l'une par rapport à l'autre et forment une F.M.M. résultante F_{cc} qui tourne à la vitesse n_1 et crée le flux tournant principal Φ_{cc} encerclé par les

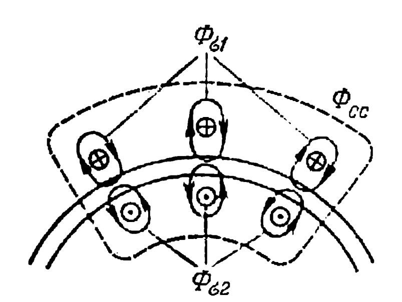


Fig. 18-3. Les flux dans une machine asynchrone en court-circuit.

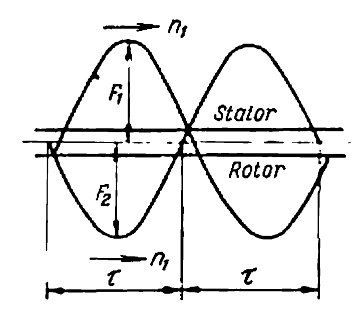


Fig. 18-4. Les F.M.M. du stator et du rotor lors d'un court-circuit.

enroulements du stator et du rotor. De plus, la F.M.M. F_1 crée un flux de dispersion primaire $\Phi_{\sigma 1}$ encerclé seulement par l'enroulement primaire et la F.M.M. F_2 crée un flux de dispersion secondaire $\Phi_{\sigma 2}$ encerclé seulement par l'enroulement secondaire (fig. 18-3).

Comme dans un transformateur, les F.M.M. F_1 et F_2 lors d'un court-circuit sont en opposition. Pour cette raison, malgré la valeur considérable des courants I_1 et I_2 et des F.M.M. F_1 et F_2 qu'ils engendrent, la F.M.M. résultante F_{cc} lors d'un court-circuit est relativement petite et ainsi le flux Φ_{cc} est petit et le circuit magnétique principal dans ce cas n'est pas saturé (fig. 18-4).

On peut se représenter le courant primaire $\dot{I}_1$ comme la somme de deux vecteurs dont l'un ($\dot{I}_m$) crée la F.M.M. $\dot{F}_{cc}$ et l'autre ($-\dot{I}_2$) crée la F.M.M. $-\dot{F}_2$ qui compense la F.M.M. $\dot{F}'_2$ du courant secondaire $\dot{I}'_2$. De cette façon on a :

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_m + (-\dot{I}'_2)$$

ou

$$\dot{I}_1 + \dot{I}'_2 = \dot{I}_m. \qquad (18\text{-}7a)$$

Respectivement

$$\dot{F}_1 = \dot{F}_m + (-\dot{F}_2)$$

ou

$$\dot{F}_1+\dot{F}_2=\dot{F}_m, \tag{18-7b}$$

dont les F.M.M. $\dot{F}_1$ et $\dot{F}_2$ sont déterminées d'après les formules (4-36). On a donc:

$$\frac{m_1\sqrt{2}}{\pi}\,\frac{w_1k_{b1}}{p}\,\dot{I}_1+\frac{m_2\sqrt{2}}{\pi}\,\frac{w_2k_{b2}}{p}\,\dot{I}_2=\frac{m_1\sqrt{2}}{\pi}\,\frac{w_1k_{b1}}{p}\,\dot{I}_m.$$

Introduisons ici $\dot{I}_1=\dot{I}_m-\dot{I}'_2$ et on obtient:

$$-m_1w_1k_{b1}\dot{I}'_2+m_2w_2k_{b2}\dot{I}_2=0,$$

d'où on peut trouver le *rapport de transformation des courants*:

$$k_i=\frac{\dot{I}_2}{\dot{I}'_2}=\frac{m_1w_1k_{b1}}{m_2w_2k_{b2}}. \tag{18-8}$$

Le courant ramené du rotor est donc:

$$\dot{I}'_2=\frac{1}{k_i}=\dot{I}_2. \tag{18-9}$$

En se servant des rapports de transformation des F.É.M. et des courants [formules (18-4) et (18-8)], on peut déterminer la résistance et la réactance ramenées du rotor r'_2 et x'_2.

Lors de la réduction de r_2 nous admettrons que les pertes dans le cuivre de l'enroulement rotorique ne dépendent pas de la réduction, on a donc:

$$m_2I_2^2r_2=m_1I_2'^2r'_2,$$

d'où

$$r'_2=\frac{m_2}{m_1}\cdot\frac{I_2^2}{I_2'^2}\,r_2=\frac{m_2}{m_1}\left(\frac{m_1w_1k_{b1}}{m_2w_2k_{b2}}\right)^2r_2=\frac{w_1k_{b1}}{w_2k_{b2}}\,\frac{m_1w_1k_{b1}}{m_2w_2k_{b2}}\,r_2=k_ek_ir_2=kr_2, \tag{18-10}$$

où

$$k=k_e\cdot k_i \tag{18-11}$$

est appelé *facteur de réduction des résistances et des réactances.*

En réduisant la réactance de dispersion x_2 nous partirons du fait que l'angle ψ_2 entre la F.É.M. E_2 et le courant I_2 ne dépend pas non plus de la réduction. Par conséquent:

$$\operatorname{tg}\psi_2=\frac{x_2}{r_2}=\frac{x'_2}{r'_2},$$

d'où

$$x'_2=\frac{r'_2}{r_2}\,x_2=kx_2. \tag{18-12}$$

Les équations des tensions primaires et secondaires d'une machine asynchrone en court-circuit s'écrivent de la même façon que pour

les transformateurs [tome I, formules (17-1) et (17-2)]:

$$\dot{U}_{1cc} = -\dot{E}_{1cc} + \dot{I}_1 Z_1 \qquad (18\text{-}13)$$

et

$$\dot{E}'_{2cc} - \dot{I}'_2 Z'_2 = 0, \qquad (18\text{-}14)$$

où $Z_1 = r_1 + jx_1$ et $Z'_2 = r'_2 + jx'_2$ sont les impédances des enroulements statorique et rotorique.

Vu que $\dot{E}'_2 = \dot{E}_1$ et $\dot{I}'_2 \approx -\dot{I}_1$ et en résolvant les équations (18-13) et (18-14) par rapport à $\dot{I}_1$, on obtient:

$$\dot{I}_1 \approx \frac{\dot{U}_{1cc}}{Z_1 + Z'_2}. \qquad (18\text{-}15)$$

Et on a pour la machine asynchrone en court-circuit le même schéma équivalent que pour un transformateur (voir tome I, § 13-7) et les mêmes paramètres de court-circuit, voire:

$$r_{cc} \approx r_1 + r'_2; \qquad x_{cc} \approx x_1 + x'_2. \qquad (18\text{-}16)$$

Cependant il faut noter que dans les machines asynchrones de faible puissance à courant magnétisant relativement grand ($I_0 > > 50$ % de I_n) on est obligé d'introduire des correctifs dans les formules (18-16).

18-4. Paramètres d'une cage d'écureuil

On peut se représenter la cage d'écureuil comme un enroulement polyphasé dont le nombre de paires de pôles est égal au nombre de paires de pôles du champ tournant. Si N_2 est le nombre de barres de la cage, l'angle de décalage des F.É.M. (ainsi que l'angle de décalage des courants) des barres voisines est:

$$\alpha = \frac{2\pi p}{N_2}. \qquad (18\text{-}17)$$

Le courant I_2 dans la barre représente la différence géométrique des courants $I_{é.\,an}$ dans les deux éléments de l'anneau adjacents au nœud (fig. 18-5,*a* et *b*). On a donc:

$$I_2 = 2I_{é.\,an} \sin \frac{\pi p}{N_2}, \qquad (18\text{-}18)$$

d'où

$$I_{é.\,an} = \frac{I_2}{2 \sin \frac{\pi p}{N_2}}. \qquad (18\text{-}19)$$

Pour les calculs pratiques il est commode de considérer la cage d'écureuil comme un enroulement polyphasé à nombre de phases m_2

égal au nombre d'encoches N_2:

$$m_2 = N_2. \quad (18\text{-}20)$$

Le nombre de spires dans la phase sera alors:

$$w_2 = \frac{1}{2}, \quad (18\text{-}21)$$

et le facteur de bobinage de la cage d'écureuil:

$$k_{b2} = 1.$$

Dans ces conditions le courant dans la barre I_2 et la F.É.M. de la barre E_2 représentent le courant et la F.É.M. de la phase de l'enroulement secondaire et les expressions des F.É.M. et des F.M.M.

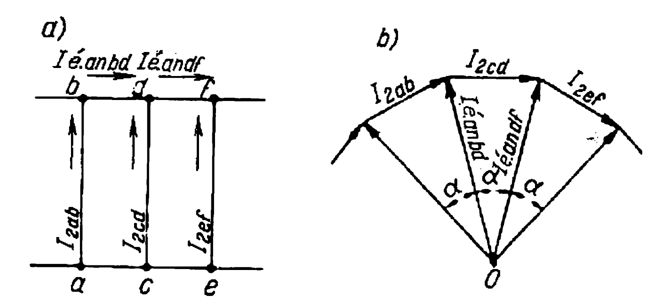


Fig. 18-5. Les courants dans une cage d'écureuil du rotor.

de l'enroulement et des coefficients de réduction des grandeurs secondaires aux grandeurs primaires sont valables.

En considérant la cage d'écureuil comme un enroulement polyphasé il faut se la représenter comme étant connectée en étoile et court-circuitée. Il faut alors tenir compte de la résistance des éléments des anneaux en augmentant de façon correspondante la résistance et la réactance de la barre.

A chaque barre correspondent deux éléments adjacents de l'anneau, par exemple à la barre *ab* (fig. 18-5,*a*) correspondent les éléments *bd* et *ac*. Il en résulte que la résistance et la réactance de dispersion de chaque phase de la cage r_2 et x_2 comprennent chacune la somme des résistances et des réactances des barres r_b et x_b et la résistance et la réactance des deux éléments de l'anneau $2r'_{é.an}$ et $2x'_{é.an}$, c'est-à-dire:

$$r_2 = r_b + 2r'_{é.an}; \quad x_2 = x_b + 2x'_{é.an}. \quad (18\text{-}22)$$

En admettant le nombre de phases du système secondaire $m_2 = N_2$, le nombre de spires par phase $w_2 = 1/2$ et $k_{b2} = 1{,}0$, le coefficient de réduction de la résistance de la cage d'écureuil du système statorique est:

$$k = \frac{4m_1 (w_1 k_{b1})^2}{N_2}. \quad (18\text{-}23)$$

Vu que les courants dans la barre et dans l'anneau ne sont pas les mêmes il faut entendre par $r'_{é.\,an}$ la résistance de l'élément de l'anneau ramenée au courant I_2.

En partant de l'égalité des pertes principales dans le cuivre on trouve:

$$r'_{é.\,an} = r_{é.\,an}\left(\frac{I_{é.\,an}}{I_2}\right)^2 = \frac{r_{é.\,an}}{4\sin^2\frac{\pi p}{N_2}}, \qquad (18\text{-}24)$$

où $r_{é.\,an}$ est la résistance réelle de l'élément de l'anneau.

De façon analogue:

$$x'_{é.\,an} = \frac{x_{é.\,an}}{4\sin^2\frac{\pi p}{N_2}}, \qquad (18\text{-}25)$$

où $x_{é.\,an}$ est la réactance de dispersion de l'élément de l'anneau.

La perméance de dispersion des parties frontales de l'anneau de court-circuitage de la cage d'écureuil des moteurs à courant alternatif dépend de la distance l_m entre le centre de l'anneau M_{an} et le centre de l'anneau tangentiel équivalent M_s de la partie frontale de l'enroulement statorique (fig. 18-6) et peut être exprimée par la formule:

$$\lambda_{é.\,an} = \frac{N_2}{2pm_1}\cdot\frac{\tau}{l}g_f. \qquad (18\text{-}25a)$$

La valeur de g_f est déterminée d'après les courbes de la fig. 18-6 pour différents rapports de τ/l_m en fonction de l_m/ε, où

$$\varepsilon = 0{,}223\,(b_{an} + h_{an}).$$

Dans la dernière formule b_{an} est l'épaisseur de l'anneau de court-circuitage et h_{an} est la hauteur de cet anneau.

La dispersion différentielle de la zone de denture d'une cage d'écureuil court-circuitée dépend du nombre de dents du côté secondaire par pôle et peut être trouvée d'après la formule (5-27), où le coefficient k_{d2} peut être déterminé par les courbes de la fig. 18-7 qui donnent la relation:

$$k_{d2} = f\left(\frac{N_2}{2p}\right),$$

avec les encoches ordinaires et les encoches obliques inclinées d'un pas dentaire.

Exemple 18-1.

Calculer la résistance et la réactance inductive des enroulements rotoriques d'un moteur asynchrone triphasé de 250 kW, à 3000 V à enroulement simple court-circuité sous forme d'une cage d'écureuil. Les caractéristiques du moteur sont généralement les mêmes que dans l'exemple du chapitre V: $2p = 6$, pas polaire $\tau = 275$ mm, longueur active du fer $l_0 = 364$ mm, longueur théorique $l = 334$ mm. Nombre d'encoches du rotor $N_2 = 80$, nombre de spires d'une

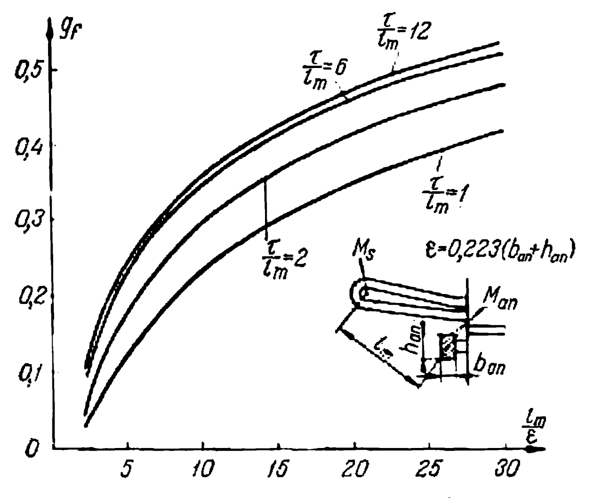


Fig. 18-6. Courbes de $g_f = f\left(\frac{l_m}{\varepsilon}\right)$.

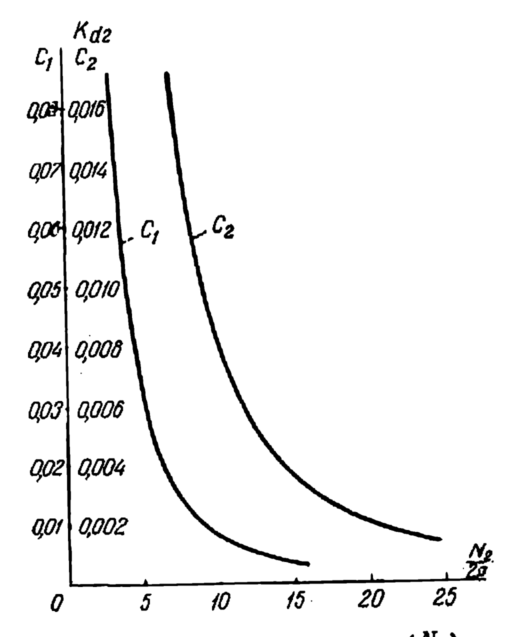


Fig. 18-7. Courbes de $k_{d2} = f\left(\frac{N_2}{2p}\right)$.

phase $w_2 = {}^1/_2$, entrefer $\delta = 1{,}0$ mm, coefficient de l'entrefer $k_\delta = 1{,}6$, coefficient de saturation pour la dispersion différentielle $k_{\mu d} = 1{,}1$, facteur de bobinage $k_{b2} = 1{,}0$.

La forme de l'encoche rotorique selon la fig. 5-3,d: $d_{en} = 12$ mm, $d_0 = 11{,}5$ mm, $h_2 = 1{,}0$ mm, $b_2 = 0{,}9$ mm. Portée des barres de l'enroulement court-circuité des deux côtés du rotor $2 \cdot 55 = 110$ mm, longueur totale des barres du rotor $l_b = 364 + 110 = 474$ mm.

La section de l'anneau de court-circuitage:

$$b_{an}h_{an} = 12{,}5 \times 32{,}5 = 406 \text{ mm}^2.$$

La perméance de dispersion de l'encoche du rotor:

$$\lambda_{eb} = 0{,}623 + \frac{1{,}0}{0{,}9} = 1{,}74 \qquad \text{[formule (5-15d)]}$$

La perméance de la partie frontale de l'enroulement des anneaux de court-circuitage est:

$$\lambda_{fb} = \frac{80}{2 \cdot 3 \cdot 3} \cdot \frac{275}{334} \cdot 0{,}31 = 1{,}14 \qquad \text{[formule (18-25a)]},$$

où le coefficient de dispersion frontale $g_f = 0{,}31$ est déterminé d'après les courbes de la fig. 18-6 pour $l_m = 115$ mm et

$$\varepsilon = 0{,}223 \cdot (12{,}5 + 32{,}5) = 10{,}1 \text{ mm},$$

$$\frac{l_m}{\varepsilon} = \frac{115}{10{,}1} = 11{,}4,$$

$$\frac{\tau}{l_m} = \frac{275}{115} = 2{,}38.$$

La perméance de la dispersion différentielle du rotor à cage d'écureuil:

$$\lambda_{db} = \frac{80}{2 \cdot 3 \cdot \pi^2} \cdot \frac{275 \cdot 1{,}0^2}{1{,}6 \cdot 1{,}1 \cdot 1{,}0} \cdot 0{,}0046 = 1{,}0 \qquad \text{[formule (5-27)]},$$

où le coefficient de la dispersion différentielle pour

$$\frac{N_2}{2p} = \frac{80}{6} = 13{,}3$$

selon la courbe de la fig. 18-7:

$$k_{d2} = 0{,}0046.$$

La somme des perméances de dispersion est:

$$\sum \lambda_b = 3{,}88.$$

La réactance inductive de l'enroulement court-circuité du rotor:

$$x_2 = 2\pi \cdot 1{,}26 \cdot 10^{-8} \cdot 50 \cdot 33{,}4 \cdot 3{,}88 = 0{,}00051 \text{ ohm}.$$

Le coefficient de réduction de l'enroulement secondaire du rotor à l'enroulement primaire du stator selon la formule (18-23):

$$k = \frac{4 \cdot 3 \cdot (210 \cdot 0{,}91)^2}{80} = 5\,500.$$

La réactance inductive de l'enroulement du rotor réduite à l'enroulement du stator:

$$x_2' = x_2 k = 0{,}00051 \cdot 5\,500 = 2{,}8 \text{ ohms}.$$

La résistance d'une barre de la cage du rotor :

$$r_b = \rho_{75} \cdot \frac{l_b}{q_b} = 0{,}0217 \cdot \frac{0{,}474}{\frac{\pi}{4} \cdot 11{,}5^2} = 9{,}9 \cdot 10^{-5} \text{ ohm}.$$

La résistance ohmique des deux portions des anneaux de court-circuitage de la cage d'écureuil à diamètre moyen $D_{an} = 487$ mm des deux côtés du rotor :

$$r_{é.\,an} = 0{,}0217 \cdot \frac{0{,}0382}{406} = 20{,}4 \cdot 10^{-7} \text{ ohm},$$

où

$$l_{é.\,an} = 2\,\frac{\pi D_{an}}{N_2} = 2\,\frac{\pi \cdot 487}{80} = 38{,}2 \text{ mm}$$

est la longueur des deux portions adjacentes de l'anneau; $q_{an} = 12{,}5 \cdot 32{,}5 = 406$ mm² est la section des anneaux de court-circuitage.

La résistance des deux portions des anneaux de court-circuitage de la cage [formule (18-24)] réduite au courant dans la barre:

$$r'_{é.\,an} = \frac{r_{é.\,an}}{4\sin^2 \frac{\pi p}{N_2}} = \frac{20{,}4 \cdot 10^{-7}}{4 \sin^2 \frac{\pi \cdot 3}{80}} = \frac{20{,}4 \cdot 10^{-7}}{0{,}055} = 3{,}7 \cdot 10^{-5} \text{ ohm}.$$

La résistance totale de la barre avec les deux portions adjacentes des anneaux de court-circuitage :

$$r_2 = r_b + r'_{é.\,an} = (9{,}9 + 3{,}7) \cdot 10^{-5} = 13{,}6 \cdot 10^{-5} \text{ ohm}.$$

La résistance de la barre réduite à l'enroulement du stator:

$$r'_2 = r_2 k = 13{,}6 \cdot 10^{-5} \cdot 5\,500 = 0{,}75 \text{ ohm}$$

18-5. Machine asynchrone freinée en charge

Faisons passer le contact mobile du rhéostat inséré dans le circuit du rotor freiné dans la position *3* (fig. 18-1). On peut alors considérer la machine asynchrone comme un transformateur chargé. Dans le cas général la charge peut être mixte.

Les phénomènes physiques y sont absolument les mêmes que dans les transformateurs (tome I, chap. XIII) à cette différence insignifiante près que dans le cas considéré nous avons des F.M.M. tournantes. Les équations d'équilibre des F.É.M. et des F.M.M., le diagramme vectoriel et le schéma équivalent présentent les mêmes aspects que pour les transformateurs. Nous allons les répéter pour pouvoir comparer dans le chapitre suivant les phénomènes ayant lieu dans une machine asynchrone immobile et dans une machine tournante.

L'équation de la F.É.M. du stator est une répétition de l'équation de la F.É.M. du transformateur, voire:

$$\dot{U}_1 = -\dot{E}_1 + \dot{I}_1 Z_1. \qquad (18\text{-}26)$$

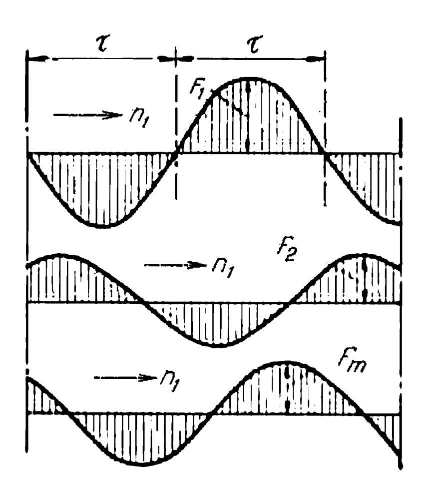


Fig. 18-8. Les F.M.M. d'une machine asynchrone immobile sous charge.

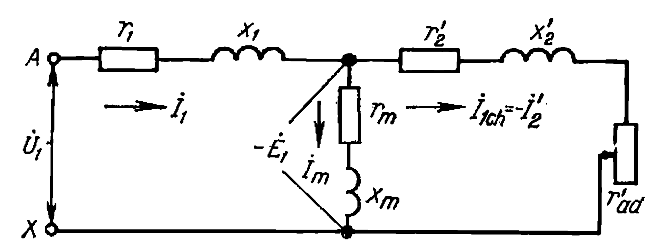


Fig. 18-9. Schéma équivalent d'une machine asynchrone immobile.

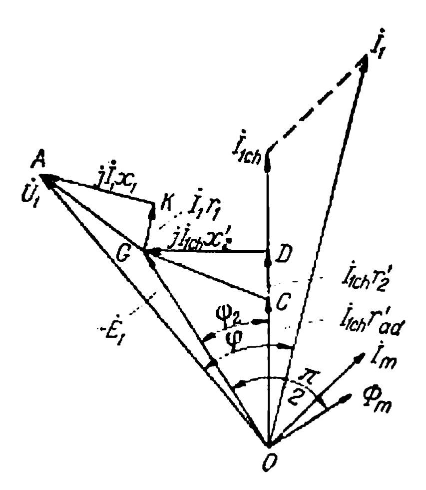


Fig. 18-10. Diagramme vectoriel d'une machine asynchrone immobile.

En admettant que le rotor ait été réduit au stator et que dans le circuit rotorique ait été insérée une résistance additionnelle Z'_{ad} réduite au stator, nous pouvons écrire l'équation de la F.É.M. du rotor sous la forme de l'équation (18-14), voire:

$$\dot{I}'_2 (Z'_2 + Z'_{ad}) = \dot{E}'_2. \tag{18-27}$$

L'équation de la F.M.M. d'une machine asynchrone freinée est une répétition de l'équation de la F.M.M. (18-7b) pour un transformateur:

$$\dot{F}_1 + \dot{F}_2 = \dot{F}_m \tag{18-28}$$

ou

$$\dot{I}_1 + \dot{I}'_2 = \dot{I}_m. \tag{18-29}$$

Le côté primaire d'une machine asynchrone peut être soit le stator, soit le rotor.

La fig. 18-8 présente les sinusoïdes des F.M.M. F_1, F_2 et F_m qui tournent dans le même sens et à la même vitesse $n_1 = f_1/p$; la sinusoïde F_2 est décalée par rapport à la sinusoïde F_1 d'un tel angle que la somme de F_1 et F_2 donne la F.M.M. F_m nécessaire pour créer le flux magnétique principal Φ_m.

En résolvant les équations des F.É.M. et des F.M.M. par rapport au courant I_1, nous pouvons trouver pour ce dernier la même expression que pour le transformateur et le schéma équivalent (fig. 18-9) qui est une répétition du schéma équivalent du transformateur en supposant que dans le circuit rotorique de la machine asynchrone est insérée seulement une résistance pure ($Z_{ad} = r_{ad}$) comme c'est généralement le cas d'un moteur. Le diagramme vectoriel correspondant au schéma équivalent de la fig. 18-9 a été construit sur la fig. 18-10. Lors de la construction on fait coïncider la composante de charge du courant primaire $\dot{I}_{1ch} = -\dot{I}'_2$ avec le sens positif de l'axe des ordonnées. Dans le même sens on trace le vecteur $\overline{OD} = \dot{I}_{1ch} (r'_2 + r'_{ad})$. Le vecteur $\overline{DG} = j\dot{I}_{1ch} x'_2$ est en avance sur le vecteur $\overline{OD}$ de 90° et ajouté à ce dernier donne le vecteur $\overline{OG} = -\dot{E}_1 = -\dot{E}'_2$; le vecteur du flux $\dot{\Phi}_m$ est en retard de 90° sur le vecteur $\overline{OG}$; le vecteur du courant $\dot{I}_m$ est en avance sur le vecteur du flux Φ_m d'un angle qui correspond aux pertes dans le fer. Le courant $\dot{I}_1 = \dot{I}_{1ch} + \dot{I}_m$; en composant le vecteur $\overline{OG}$ avec les vecteurs $\overline{GK}$ et $\overline{KA}$ des chutes de tension active et inductive dans le stator $\dot{I}_1 r_1$ et $j\dot{I}_1 x_1$, on obtient le vecteur de la tension aux bornes de la machine $\overline{OA} = \dot{U}_1$.

18-6. Régulateur d'induction

a) Principe de fonctionnement d'un régulateur d'induction. Le régulateur d'induction représente une machine asynchrone à rotor freiné et est utilisé pour la régulation de la tension du réseau. Ce sont les régulateurs d'induction triphasés qui jouent un rôle important, les régulateurs monophasés étant employés beaucoup plus rarement. Pour cette raison nous examinerons seulement les régulateurs triphasés.

Le schéma d'un régulateur d'induction est donné sur la fig. 18-11. Pour des raisons de commodité, c'est le rotor qui est utilisé comme

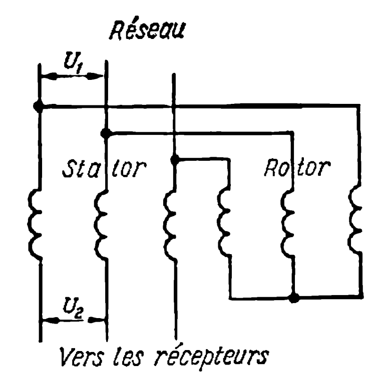


Fig. 18-11. Schéma de branchement d'un régulateur d'induction.

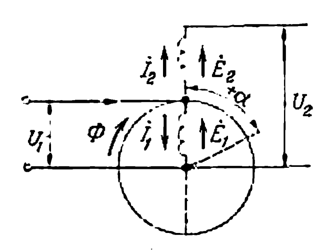


Fig. 18-12. F.É.M. et courants d'un régulateur d'induction.

primaire et on peut le tourner à l'aide d'un dispositif spécial, par exemple un engrenage à vis sans fin, et c'est le stator immobile qui est utilisé comme secondaire.

Le principe de fonctionnement du régulateur d'induction est le suivant. Le courant triphasé magnétisant appliqué au rotor crée un flux magnétique Φ_m qui tourne à la vitesse $n_1 = f_1/p$ dans un sens déterminé, par exemple dans le sens horaire. Supposons que les axes des enroulements rotoriques coïncident dans l'espace avec les axes correspondants des enroulements statoriques (fig. 18-12). Dans ce cas, le flux est embrassé simultanément par les enroulements des deux parties de la machine et induit dans ceux-ci des F.É.M. E_1 et E_2 qui sont en phase et sont dirigées de la même façon par rapport aux enroulements. Vu que les trois phases se trouvent dans des conditions identiques, il suffit de considérer seulement l'une d'elles. Nous voyons que dans ces conditions la F.É.M. E_2 agit dans le même sens que la tension. Pour cette raison la tension U_2 aux bornes de la ligne allant vers le récepteur représente la somme arithmétique de U_1 et E_2, c'est-à-dire (fig. 18-13):

$$U_2 = U_{\max} = OA_1 = U_1 + E_2.$$

Nous considérerons cette position du rotor comme sa position initiale et nous compterons les angles à partir de cette position.

En faisant tourner le rotor d'un angle $\alpha = \pm 180°$, on obtient:

$$U_2 = U_{\min} = OA_2 = U_1 - E_2.$$

Cette position du régulateur d'induction peut être appelée sa seconde position principale.

Dans le cas général, on peut faire tourner le rotor d'un angle quelconque. Nous considérons les angles comme positifs lorsqu'on fait tourner le rotor dans le sens de rotation du flux et comme négatifs lorsque le rotor tourne en sens opposé.

Faisons tourner le rotor d'un angle $\alpha > 0$ (fig. 18-12). Vu que la tension U_1 appliquée au rotor et la fréquence f_1 sont supposées

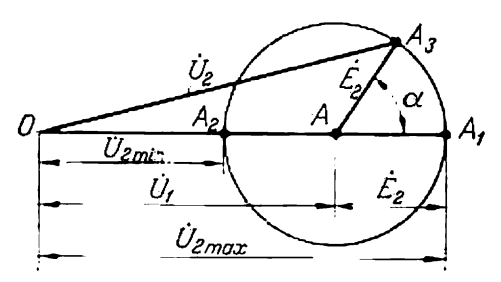


Fig. 18-13. Diagramme de F.É.M. d'un régulateur d'induction.

constantes, le flux Φ_m, comme cela découle de l'équation d'équilibre des F.É.M., ne change pas de valeur. Mais maintenant il est embrassé d'abord par l'enroulement du stator et ensuite par l'enroulement du rotor. Le vecteur de F.É.M. $\dot{E}_2 = \overline{AA}_1$, sans changer de valeur, tourne d'un angle α dans le sens de rotation des vecteurs. Il est évident que le lieu géométrique des fins du vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_2$, donc aussi de la tension $\dot{U}_2$, lors des variations de l'angle α est une circonférence de centre A et de rayon:

$$E_2 = AA_1.$$

La tension résultante du régulateur d'induction est:

$$\dot{U}_2 = \dot{U}_1 + \dot{E}_2.$$

b) Courants et puissance d'un régulateur d'induction. Pour simplifier les raisonnements, nous allons négliger les chutes de tension dans les enroulements primaire et secondaire du régulateur d'induction.

Sur la fig. 18-12 on a indiqué les sens des courants $\dot{I}_1$ et $\dot{I}_2$ dans le rotor et dans le stator pour $\alpha = 0$, c'est-à-dire lorsque le régulateur se trouve dans la position initiale. Nous voyons que les courants $\dot{I}_1$

et $\dot{I}_2$ créent des F.M.M. $F_1 = I_1 w_1$ et $F_2 = I_2 w_2$ dirigées comme dans un transformateur ordinaire en sens opposés. En partant de la position d'équilibre des F.M.M., on a :

$$\dot{I}_1 w_1 k_{b1} + \dot{I}_2 w_2 k_{b2} = \dot{I}_m w_1 k_{b1}. \qquad (18\text{-}30)$$

En négligeant les harmoniques supérieurs des F.M.M., nous pouvons représenter les F.M.M. F_1 et F_2 par deux sinusoïdes tournant dans le même sens à la même vitesse. Ces deux F.M.M. sont décalées l'une par rapport à l'autre de façon que la F.M.M. résultante soit suffisante pour créer le flux Φ_m (fig. 18-8).

Nous allons montrer que lorsqu'on fait tourner le rotor d'un angle α la position relative des ondes des F.M.M. F_1 et F_2 reste la même que pour $\alpha = 0$, c'est-à-dire qu'elle ne dépend pas de l'angle de rotation du rotor.

En effet, sur la fig. 18-12 nous avons fait tourner le rotor de sa position initiale d'un angle $\alpha > 0$. Si la phase du courant I_1 n'a pas changé, l'onde de la F.M.M. du rotor F_1, en suivant l'axe de l'enroulement de ce dernier, aurait également tourné d'un angle α par rapport à l'onde de la F.M.M. du stator F_2. Mais puisque le flux Φ_m arrive sur l'enroulement rotorique avec un retard correspondant à l'angle α par rapport à l'enroulement statorique, le vecteur du courant I_1 est déphasé d'un angle $-\alpha$ par rapport à la position qu'il occupait lorsque $\alpha = 0°$. De cette façon la position de la F.M.M. F_1 est influencée simultanément par deux facteurs: d'abord par la rotation de l'axe de l'enroulement rotorique de l'angle α et ensuite par le déphasage du courant I_1 de l'angle $-\alpha$. Par suite de la compensation mutuelle des deux facteurs la position de l'onde de la F.M.M. rotorique F_1 par rapport à l'onde de la F.M.M. F_2 reste la même que pour $\alpha = 0$.

Le régulateur d'induction permet de régler progressivement la tension en charge dans des limites assez larges. Les conditions de l'isolement des enroulements statorique et rotorique dans les encoches limitent l'emploi des régulateurs d'induction aux réseaux à tension comprise entre 6 et 12 kV, mais dans certains cas on trouve des régulateurs d'induction pour les tensions de 18 kV et même plus.

En parlant de la puissance d'un régulateur d'induction, il faut distinguer ses puissances apparentes interne et externe.

On appelle puissance apparente externe d'un régulateur d'induction la puissance qu'on lui applique ou qu'on lui retire. Une partie de la puissance externe transformée par le régulateur est appelée puissance interne. Elle est déterminée par les dimensions du régulateur. Généralement, sur la plaque signalétique on indique les deux puissances ainsi que la tension réglable U et les limites de régulation de la tension.

Les régulateurs d'induction triphasés destinés aux réseaux de distribution sont prévus pour régler la tension à $\pm$ (10 à 15) %.

Comparé aux transformateurs dits de réglage, le régulateur d'induction a un poids plus élevé, un courant magnétisant et des pertes plus grands. Signalons cependant qu'on est arrivé à diminuer le poids des régulateurs de 25 à 30 % en passant de la construction tétrapolaire à celle bipolaire, en utilisant de meilleurs fers et en augmentant un peu les charges électromagnétiques de la machine.

Le refroidissement d'un régulateur d'induction a une très grande importance. Les régulateurs de faible puissance et de tension réduite sont à refroidissement naturel par l'air ou à refroidissement artificiel. Ceux de moyenne et de grande puissance destinés aux réseaux de distribution et aux redresseurs sont le plus souvent à refroidissement par l'huile. La cuve de ces régulateurs a la même forme que celle des transformateurs ordinaires mais le régulateur est placé verticalement afin d'utiliser la circulation naturelle de l'huile dans les canaux verticaux pour le refroidissement comme dans les transformateurs.

c) **Régulateur d'induction double.** Le régulateur que nous avons examiné précédemment est appelé régulateur simple. Les tensions U_1 et U_2 d'un tel régulateur diffèrent en grandeur et en phase.

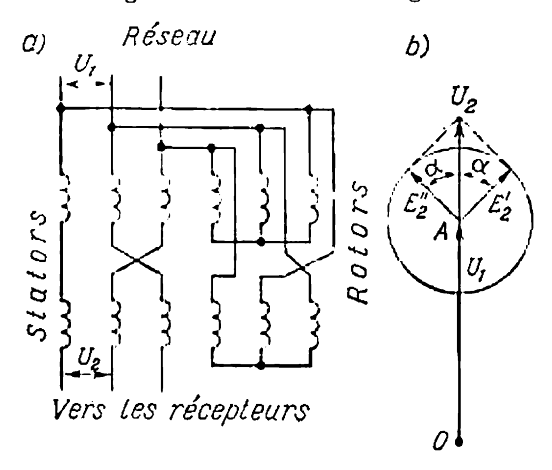


Fig. 18-14. Schéma d'un régulateur d'induction double (*a*) et son diagramme vectoriel (*b*).

Pour cette raison le processus de régulation est impossible lorsque le régulateur fonctionne en parallèle avec un transformateur ordinaire. De plus, dans certaines positions du rotor des couples moteurs élevés prennent naissance sur l'arbre du régulateur simple pour lesquels des dispositifs de commande et de freinage du régulateur doivent être prévus.

Pour éliminer ces défauts on peut réunir deux régulateurs simples pour en former un régulateur double suivant le schéma de la

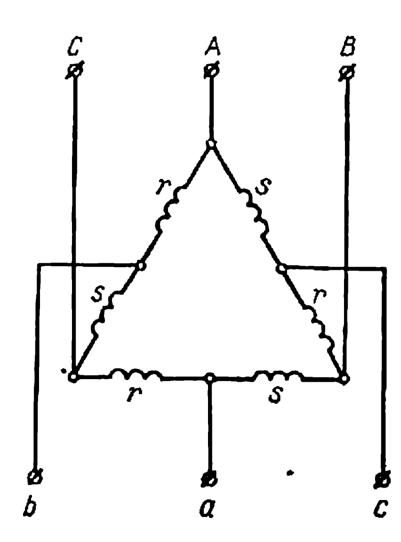


Fig. 18-15. Schéma d'un régulateur d'induction dont les enroulements sont connectés en triangle.

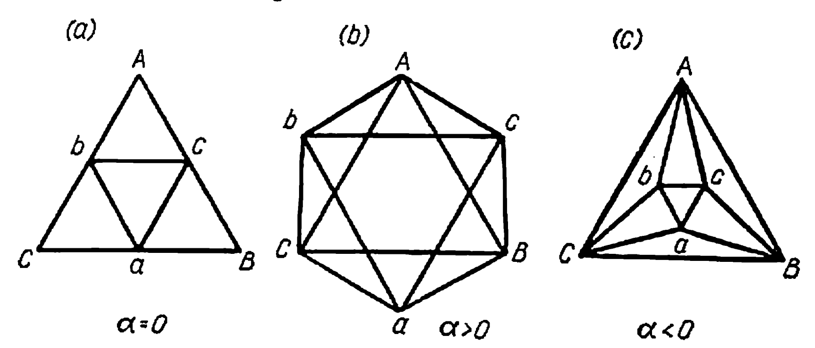


Fig. 18-16. Diagramme de tensions d'un régulateur d'induction dont les enroulements sont connectés en triangle, les nombres de spires du stator et du rotor étant égaux.

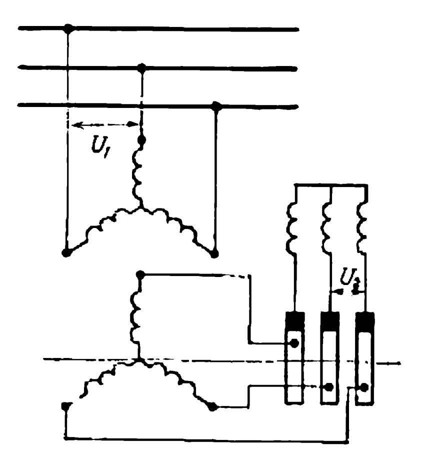


Fig. 18-17. Schéma d'un régulateur de phase.

fig. 18-14, *a*. Les rotors sont calés sur le même arbre et leurs enroulements sont branchés en parallèle sur le réseau. L'ordre des phases des enroulements rotoriques et statoriques de l'un des régulateurs est inversé par commutation des extrémités des deux phases (fig. 18-14,*a*) de façon que lorsqu'on fait tourner le rotor de l'un des régulateurs dans le sens de rotation de son champ le rotor de l'autre régulateur tourne dans le sens opposé à celui de son champ. Lorsque les rotors tournent dans un sens, les F.É.M. des stators seront décalées dans les sens opposés (fig. 18-14,*b*). Si on néglige les chutes de tension dans le régulateur, la tension U_2 est toujours en phase avec la tension U_1. Les couples créés par chaque régulateur sont opposés et le couple résultant sur l'arbre d'un régulateur double est donc nul.

d) Régulateur d'induction dont les enroulements sont connectés en un triangle commun. Les phases branchées en série de l'enroulement statorique et de l'enroulement rotorique d'une machine asynchrone freinée peuvent être réunies en un triangle commun (fig. 18-15) et les sommets A, B, C de ce triangle peuvent être connectés au réseau dont la tension U_1 est constante. Lors de la rotation du rotor de la machine la tension U_2 entre les bornes a, b, c, changera de valeur et dans le cas général aussi de phase.

Si les nombres effectifs de spires du stator et du rotor sont égaux : $w_s k_{bs} = w_r k_{br}$ et si on néglige les chutes de tension dans les résistances ohmiques et les réactances de dispersion des enroulements, le décalage de la tension U_2 par rapport à U_1 sera de 180° ou de 0°. La fig. 18-16 donne les diagrammes de tensions du régulateur pour plusieurs valeurs de l'angle de rotation du rotor du régulateur α.

Sur la fig. 18-16 le triangle ABC représente un système de tensions composées invariables du côté primaire. Pour des valeurs quelconques de l'angle α, la somme géométrique des F.É.M. de la phase du stator $\dot{E}_s$ et de la phase du rotor $\dot{E}_r$ d'une branche du triangle doit être égale (avec un signe opposé) à la tension composée primaire de cette branche. Lors de la variation de l'angle α le déphasage des F.É.M. $\dot{E}_s$ et $\dot{E}_r$, égal à cet angle, ainsi que la valeur de ces F.É.M. changeront. Il en résulte que la grandeur du triangle *abc* des tensions secondaires changera.

Le flux magnétique principal du régulateur varie aussi proportionnellement aux F.É.M. E_s et E_r tandis que le flux du régulateur examiné sous le repère « a » reste pratiquement constant.

e) Régulateur de phase. Le régulateur de phase est une machine asynchrone à rotor freiné exécutée selon le schéma de la fig. 18-17. En faisant tourner le rotor par rapport au stator, on change progressivement la phase de la F.É.M. rotorique sans changer sa valeur. Le régulateur de phase est largement utilisé dans les laboratoires.

Chapitre

XIX

MACHINE ASYNCHRONE TRIPHASÉE À ROTOR TOURNANT

19-1. Principaux phénomènes ayant lieu dans une machine asynchrone lorsque son rotor tourne

Une machine asynchrone peut être considérée comme un transformateur non seulement lorsque son rotor est immobile mais aussi lorsque celui-ci tourne. Dans ce cas, elle représente un transformateur de type généralisé dans lequel non seulement les tensions, les courants et le nombre de phases changent mais aussi la fréquence et le genre d'énergie. Il en résulte qu'ayant écrit les équations des F.É.M. d'une machine asynchrone et les ayant résolues par rapport au courant, on obtient les mêmes schémas équivalents que pour un transformateur. Les schémas équivalents, étant simples, sont très utiles pour la solution de plusieurs questions, y compris celle de la construction du diagramme du cercle. Nous nous entendrons :

a) d'envisager comme précédemment uniquement les premiers harmoniques des grandeurs variables telles que tension, courant, etc., car ils embrassent et déterminent les principaux processus ayant lieu dans une machine asynchrone ;

b) d'examiner les phénomènes ayant lieu dans le rotor qui tourne à une vitesse quelconque, indépendamment de la cause qui provoque sa rotation, afin de rendre l'analyse aussi générale que possible.

Supposons que le stator d'une machine asynchrone soit branché sur le réseau de tension donnée U_1 et de fréquence constante f_1. Le flux principal Φ_m qui tourne à la vitesse $n_1 = f_1/p$ crée dans l'enroulement statorique la F.É.M. principale E_1. Le flux de dispersion primaire $\Phi_{\sigma 1}$ induit dans le même enroulement une F.É.M. de dispersion $\dot{E}_{\sigma 1} = -j\dot{I}_1 x_1$. Si en plus de cela on tient compte de la résistance ohmique de l'enroulement statorique r_1, on voit que dans le stator d'une machine asynchrone à rotor tournant on a les mêmes F.É.M. que dans une machine à rotor freiné ; conformément à cela l'équation de tensions s'écrit dans les deux cas de façon identique (voir § 18-5) :

$$\dot{U}_1 = -\dot{E}_1 + \dot{I}_1 Z_1. \tag{19-1}$$

Selon la condition adoptée, le rotor peut tourner dans le même sens que le champ ou en sens inverse. Dans le premier cas nous con-

sidérerons la vitesse de rotation du rotor n comme positive, dans le second cas nous la considérerons comme négative.

Examinons ce qui se passe dans le rotor en admettant que le circuit du rotor est pour le moment ouvert et à cette fin mettons le contact mobile du rhéostat dans la position *1* (fig. 18-1).

a) Fréquence de la F.É.M. induite dans l'enroulement du rotor. Lorsque le rotor tourne à la vitesse n dans le champ magnétique tournant à la vitesse n_1, tout se passe comme si le rotor était immobile et le flux Φ_m tournait par rapport à lui à la vitesse :

$$n_2 = n_1 - n.$$

Il en résulte que la fréquence de la F.É.M. induite dans l'enroulement rotorique est :

$$f_2 = pn_2 = p(n_1 - n) = n_1 p \frac{n_1 - n}{n_1} = f_1 g, \tag{19-2}$$

où f_1 est la fréquence du réseau d'alimentation et g le glissement [(voir la formule (1-3)]. Nous voyons que pour une fréquence donnée la F.É.M. dans le rotor varie proportionnellement au glissement. Pour abréger on appelle souvent la fréquence f_2 fréquence de glissement.

Selon les limites de variation du glissement depuis $g = -\infty$ lors du fonctionnement en générateur jusqu'à $g = +\infty$ lors du fonctionnement en régime de frein électromagnétique ($n < 0$), la fréquence f_2 varie également de $f_2 = -\infty$ à $f_2 = +\infty$. Les signes « + » et « — » de la fréquence f_2 ont une valeur conventionnelle en déterminant le changement du signe de la F.É.M. induite lors du passage d'un régime de fonctionnement à un autre.

b) F.É.M. du rotor. Selon l'expression générale [formule (2-37)] de la F.É.M. du rotor on a :

$$E_{2g} = 4{,}44 f_2 w_2 k_{b2} \Phi_m = 4{,}44 f_1 g w_2 k_{b2} \Phi_m = E_2 g \tag{19-3}$$

ou, lorsque l'enroulement du rotor est ramené à celui du stator :

$$E'_{2g} = E'_2 g, \tag{19-4}$$

c'est-à-dire pour le flux principal donné Φ_m la F.É.M. induite dans le rotor lors de sa rotation est égale à la F.É.M. E_2 obtenue avec un rotor immobile et multipliée par le glissement. Si, par exemple, pour $n = 0$ et un rotor ouvert on a aux bagues la tension $U_2 = E_2 = 600$ V, en augmentant progressivement la vitesse de rotation du rotor dans le sens du champ de $n = 0$ à $n = n_1$ on obtient une variation linéaire de E_{2g} passant de 600 V à 0; pour $n > n_1$ la F.É.M. E_{2g} commencera à augmenter ayant une valeur négative, c'est-à-dire ayant changé sa phase de 180° par rapport à la phase initiale.

c) **Résistance de l'enroulement rotorique.** Supposons que le rotor soit fermé sur une certaine résistance additionnelle et à cette fin faisons passer le contact mobile du rhéostat branché dans le circuit rotorique de la position *1* à la position *3* (fig. 18-1). Admettons que cette résistance soit ohmique car cela corrrespond au maximum aux conditions de fonctionnement d'une machine asynchrone à bagues de frottement. La résistance du circuit rotorique sera alors: $R_2 = r_2 + r_{ad}$, où r_2 est la résistance ohmique de l'enroulement rotorique et r_{ad} est la résistance additionnelle intercalée dans le circuit rotorique par l'intermédiaire des bagues. Si on ne tient pas compte du phénomène de refoulement de courant dans les conducteurs de l'enroulement rotorique et de la variation de la résistance ohmique de l'enroulement par suite du changement de sa température, on peut admettre que:

$$R_2 = r_2 + r_{ad} = \text{const}$$

ou en ramenant ces résistances à l'enroulement statorique:

$$R_2' = r_2' + r_{ad}' = \text{const.}$$

La réactance inductive de dispersion du rotor immobile $x_2 = 2\pi f_1 L_{\sigma 2}$, où $L_{\sigma 2}$ est l'inductance déterminée par le flux de dispersion secondaire. Vu que les flux de dispersion passent surtout par l'air, on a $L_{\sigma 2} \approx$ const. La réactance inductive du rotor en rotation est donc:

$$x_{2g} = 2\pi f_2 L_{\sigma 2} = 2\pi f_1 g L_{\sigma 2} = x_2 g \tag{19-5}$$

ou après la réduction à l'enroulement statorique:

$$x_{2g}' = x_2' g, \tag{19-6}$$

c'est-à-dire que la réactance inductive de l'enroulement rotorique tournant est égale à la réactance inductive du rotor immobile multipliée par le glissement.

19-2. Equation de la F.É.M. du rotor et courant rotorique

Si le circuit du rotor est fermé, il est parcouru par le courant I_2 qui crée un flux de dispersion $\Phi_{\sigma 2}$ (fig. 19-1,*a*) et qui rencontre une résistance r_2. Conformément à cela dans l'enroulement du rotor il existe une F.É.M. $\dot{E}_{2g} = \dot{E}_2 g$ créée par le flux principal Φ_m et une F.É.M. de dispersion $\dot{E}_{\sigma 2} = -j\dot{I}_2 x_{2g} = -j\dot{I}_2 x_2 g$. D'après la deuxième loi de Kirchhoff on a:

$$\dot{E}_{2g} + \dot{E}_{\sigma 2} = \dot{E}_2 g - j\dot{I}_2 x_2 g = \dot{I}_2 r_2$$

ou

$$\dot{E}_2 g = \dot{I}_2 Z_{2g}, \tag{19-7}$$

où $Z_{2g} = r_2 + jx_2 g$ est l'impédance du rotor réel.

On a donc :

$$\dot{I}_2 = \frac{\dot{E}_{2g}}{Z_{2g}} = \frac{\dot{E}_{2g}}{r_2 + jx_{2g}} \qquad (19\text{-}8)$$

et

$$I_2 = \frac{E_{2g}}{\sqrt{r_2^2 + x_{2g}^2 g^2}} . \qquad (19\text{-}9)$$

Si l'enroulement du rotor est ramené au stator on a :

$$\dot{E}'_{2g} = \dot{I}'_2 Z'_{2g}, \qquad (19\text{-}10)$$

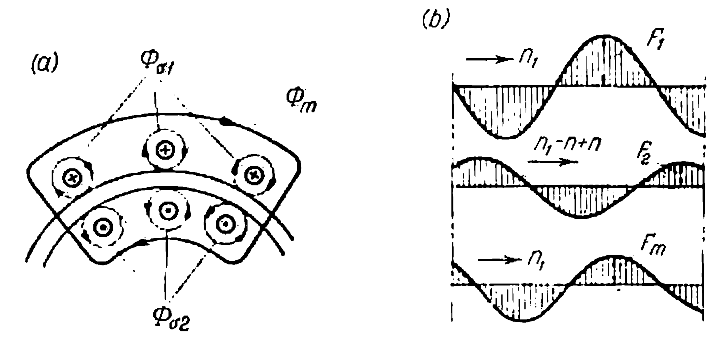


Fig. 19-1. Les flux et les F.M.M. d'une machine asynchrone lors de la rotation du rotor.

où $Z'_{2g} = r'_2 + jx'_{2}g$ est l'impédance du rotor ramené.
D'où

$$\dot{I}'_2 = \frac{\dot{E}'_2 g}{r'_2 + jx'_{2}g} \qquad (19\text{-}11)$$

et

$$I'_2 = \frac{E'_2 g}{\sqrt{r'^2_2 + x'^2_2 g^2}} . \qquad (19\text{-}12)$$

19-3. Vitesse de rotation de la F.M.M. du rotor

En parcourant l'enroulement rotorique, le courant I_2 crée une F.M.M. F_2 tournant par rapport au rotor à la vitesse n_2 qui correspond à la fréquence du courant dans le rotor f_2. De plus, le rotor lui-même tourne à la vitesse n. Par conséquent, la F.M.M. F_2 du rotor tourne par rapport à un point immobile dans l'espace, donc par rapport au stator, à la vitesse $n_2 + n$. Mais

$$n_2 = \frac{f_2}{p} = \frac{f_1 g}{p} = n_1 g = n_1 \frac{n_1 - n}{n_1} = n_1 - n.$$

Ainsi

$$n_2 + n = n_1 - n + n = n_1,$$

c'est-à-dire que la F.M.M. du rotor tourne dans l'espace toujours (c'est-à-dire indépendamment du régime de travail) à la même, vitesse et dans le même sens que celle du stator. Nous rappelons encore une fois au lecteur qu'en parlant des F.M.M. d'une machine asynchrone nous envisagerons seulement leurs premiers harmoniques.

19-4. Equation des F.M.M. et diagrammes vectoriels des flux d'une machine asynchrone

a) Equation des F.M.M. Vu que dans une machine asynchrone la F.M.M. du stator F_1 et celle du rotor F_2 tournent dans l'espace à la même vitesse et dans le même sens, on peut se représenter qu'elles sont immobiles l'une par rapport à l'autre et créent une onde sinusoïdale tournante commune de la F.M.M. F_m. La sinusoïde de la F.M.M. F_2 doit être décalée dans l'espace par rapport à la sinusoïde de la F.M.M. F_1 d'un angle tel que la F.M.M. résultante F_m soit suffisante pour créer le flux principal Φ_m nécessaire d'après les conditions d'équilibre des F.É.M.

De cette façon

$$\dot{F}_1 + \dot{F}_2 = \dot{F}_m. \tag{19-12a}$$

En introduisant les valeurs des F.M.M. d'après la formule (4-36), on obtient :

$$m_1 w_1 k_{b1} \dot{I}_1 + m_2 w_2 k_{b2} \dot{I}'_2 = m_1 w_1 k_{b1} \dot{I}_m \tag{19-12b}$$

ou

$$\dot{I}_1 + \frac{m_2 w_2 k_{b2}}{m_1 w_1 k_{b1}} \dot{I}_2 = \dot{I}_1 + \frac{1}{k_i} \dot{I}_2 = \dot{I}_1 + \dot{I}'_2 = \dot{I}_m. \tag{19-12c}$$

Nous voyons que les équations des F.M.M. d'une machine asynchrone à rotor tournant ne sont qu'une répétition des équations des F.M.M. (18-7a, b) d'une machine asynchrone pour $n = 0$. Conformément à cela le tableau des F.M.M. représenté sur la fig. 19-1, *b* est une répétition du tableau des F.M.M. de la fig. 18-8 avec cette seule différence que la vitesse de rotation n_1 de la F.M.M. F_2 sur la fig. 19-1, *b* se compose de la vitesse $n_2 = n_1 - n$ de la F.M.M. F_2 par rapport au rotor et de la vitesse n du rotor même.

Cette conclusion reste valable pour un régime quelconque de fonctionnement d'une machine asynchrone. Tant que cette dernière marche en moteur, la vitesse n_2 a une valeur positive, c'est-à-dire que la F.M.M. du rotor tourne dans le même sens que ce dernier. Lorsque la machine marche en générateur, la vitesse n_2 a une valeur négative, c'est-à-dire que la F.M.M. du rotor tourne dans le sens opposé à celui du rotor. La même chose se passe lorsque la machine fonctionne en frein électromagnétique.

b) Diagrammes vectoriels d'une machine asynchrone considérée comme un cas particulier d'un transformateur. Le flux d'induction mutuelle Φ_m est déterminé par la valeur du courant magnétisant

$\dot{I}_m$ égal à la somme géométrique du courant $\dot{I}_1$ et du courant ramené $\dot{I}'_2$. En négligeant les pertes dans le fer, on peut admettre que le flux $\Phi = \Phi_m$ est en phase avec le courant $\dot{I}_m$. Introduisons les

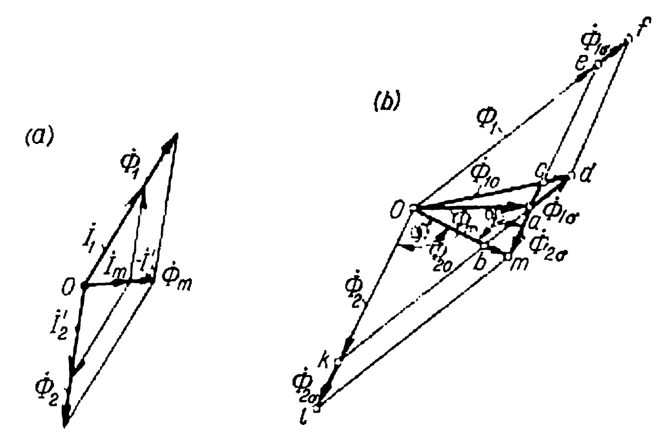


Fig. 19-2. Diagrammes vectoriels des courants et des flux d'une machine asynchrone considérée comme un cas particulier d'un transformateur.

flux fictifs Φ_1 et Φ_2 en phase avec les courants I_1 et I_2 et proportionnels à ces courants de sorte que:

$$\frac{\dot{\Phi}_m}{\dot{I}_m} = \frac{\dot{\Phi}_1}{\dot{I}_1} = \frac{\dot{\Phi}_2}{\dot{I}_2}.$$

Dans ce cas, on peut admettre que le flux $\dot{\Phi}_m$ est égal à la somme géométrique des flux $\dot{\Phi}_1$ et $\dot{\Phi}_2$:

$$\dot{\Phi}_m = \dot{\Phi}_1 + \dot{\Phi}_2.$$

Le *diagramme* vectoriel *des courants et des flux* aura la forme indiquée fig. 19-2,*a*.

Il résulte du diagramme vectoriel des courants que $\dot{I}'_2$ représente la composante du courant primaire qui compense l'action magnétique du circuit secondaire sur le circuit primaire.

Vu que le flux est égal à la F.M.M. divisée par la réluctance, on peut écrire pour tous les flux indiqués plus haut les relations suivantes:

$$\dot{\Phi}_m = \frac{\dot{F}_m}{R_m} = \frac{w_1 \dot{I}_m}{R_m},$$

$$\dot{\Phi}_1 = \frac{\dot{F}_1}{R_m} = \frac{w_1 \dot{I}_1}{R_m},$$

$$\dot{\Phi}_2 = \frac{\dot{F}_2}{R_m} = \frac{w_2 \dot{I}_2}{R_m},$$

où R_m est la réluctance du circuit principal suivant le contour d'induction mutuelle.

Traçons maintenant le diagramme vectoriel des flux d'une machine asynchrone en y introduisant les flux de dispersion $\dot{\Phi}_{1\sigma}$ et $\dot{\Phi}_{2\sigma}$.

Le flux de dispersion primaire:

$$\dot{\Phi}_{1\sigma} = \frac{w_1 \dot{I}_1}{R_{1\sigma}}, \tag{19-13a}$$

et le flux de dispersion secondaire:

$$\dot{\Phi}_{2\sigma} = \frac{w_2 \dot{I}_2}{R_{2\sigma}}, \tag{19-13b}$$

où $R_{1\sigma}$ et $R_{2\sigma}$ représentent les réluctances du circuit primaire et du circuit secondaire suivant les contours de leur dispersion. Vu que $\dot{\Phi}_1$ et $\dot{\Phi}_{1\sigma}$ sont en phase avec $\dot{I}_1$, ils sont aussi en phase l'un avec l'autre et pour cette raison peuvent être additionnés algébriquement. $\dot{\Phi}_2$ et $\dot{\Phi}_{2\sigma}$ sont donc en phase avec $\dot{I}'_2$ et peuvent également être additionnés algébriquement.

En composant géométriquement le flux total $(\dot{\Phi}_1 + \dot{\Phi}_{1\sigma})$ avec le flux $\dot{\Phi}_2$ on obtient le flux résultant $\dot{\Phi}_{10}$ et en composant géométriquement le flux total $(\dot{\Phi}_2 + \dot{\Phi}_{2\sigma})$ avec le flux $\dot{\Phi}_1$ on obtient le flux résultant $\dot{\Phi}_{20}$. Le diagramme vectoriel de tous les flux énumérés est représenté sur la fig. 19-2,*b*. D'autre part, il résulte de ce diagramme vectoriel que:

$$\dot{\Phi}_{10} = \dot{\Phi}_m + \dot{\Phi}_{1\sigma}; \quad \dot{\Phi}_{20} = \dot{\Phi}_m + \dot{\Phi}_{2\sigma}.$$

Le diagramme vectoriel de la fig. 19-2,*b* permet de séparer les flux existant réellement dans une machine asynchrone des flux fictifs nécessaires pour pouvoir construire un diagramme général. En comparant le tableau des flux de la fig. 19-2, *a* avec le diagramme vectoriel de la fig. 19-2, *b*, on peut facilement faire la séparation suivante des flux.

Le flux d'induction mutuelle Φ_m existe dans l'entrefer séparant le stator et le rotor. Le flux de dispersion $\dot{\Phi}_{1\sigma}$ existe suivant les chemins de fuites du circuit primaire et le flux de dispersion $\Phi_{2\sigma}$ existe suivant les chemins de fuites du circuit secondaire. Le flux $\dot{\Phi}_{10}$ représente le flux total à travers l'enroulement primaire de la machine et $\dot{\Phi}_{20}$ représente le flux total à travers l'enroulement secondaire de la machine. Les autres flux $\dot{\Phi}_1$ et $\dot{\Phi}_2$ sont fictifs. $\dot{\Phi}_1$ représente le flux d'induction mutuelle qui existerait si le cou-

rant du circuit primaire était égal au courant $\dot{I}_1$, le circuit secondaire étant ouvert. La réluctance d'induction mutuelle R_m doit alors rester la même que pour le courant magnétisant résultant $\dot{I}_m$; de la même façon $\dot{\Phi}_2$ correspond au courant $\dot{I}_2$ pour le courant $\dot{I}_1 = 0$ et la réluctance R_m restée inchangée. Sur le diagramme de la fig. 19-2,*b*, les flux réels sont tracés en gros traits et ceux fictifs sont tracés en traits fins.

L'introduction des notions de flux fictifs $\dot{\Phi}_1$ et $\dot{\Phi}_2$ permet non seulement de construire le diagramme vectoriel complet des flux de la fig. 19-2,*b* mais aussi d'introduire la notion des coefficients de dispersion qui jouent un rôle important lors de l'étude du fonctionnement d'une machine asynchrone. Le coefficient de dispersion primaire τ_1 est égal au rapport de $\dot{\Phi}_{1\sigma}$ au flux $\dot{\Phi}_1$ qui aurait été formé avec le même courant $\dot{I}_1$ mais avec une réluctance du circuit d'induction mutuelle R_m correspondant au courant magnétisant normal $\dot{I}_m$. De la même façon le coefficient de dispersion secondaire τ_2 est égal au rapport du flux $\Phi_{2\sigma}$ au flux Φ_2.

Ainsi :

$$\tau_1 = \frac{\Phi_{1\sigma}}{\Phi_1} = \frac{R_m}{R_{1\sigma}} = \frac{\lambda_{1\sigma}}{\lambda_m} = \frac{x_1}{x_m}$$

et

$$\tau_2 = \frac{\Phi_{2\sigma}}{\Phi_2} = \frac{R_m}{R_{2\sigma}} = \frac{\lambda_{2\sigma}}{\lambda_m} = \frac{x_2'}{x_m},$$

car

$$x_1 \equiv \lambda_{1\sigma}; \quad x_2 \equiv \lambda_{2\sigma} \quad \text{et} \quad x_m \equiv \lambda_m,$$

où $\lambda_{1\sigma}$, $\lambda_{2\sigma}$ et λ_m sont les perméances des circuits de dispersion et du circuit principal.

Le coefficient total de dispersion τ dont la notion a été introduite par Heyland est :

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_1\tau_2.$$

19-5. Schémas équivalents d'une machine asynchrone

Dans de nombreux cas, il est plus commode d'avoir affaire non à une machine asynchrone réelle qui représente un système de deux (ou dans le cas général de plusieurs) circuits couplés électromagnétiquement, mais à un système électrique équivalent en créant à cette fin un schéma équivalent analogue à celui d'un transformateur.

a) Schéma réel de substitution du circuit primaire et du circuit secondaire. Le schéma physique des flux d'une machine asynchrone du rotor tournant (fig. 19-1), analogue au schéma des flux lors d'un

court-circuit (fig. 18-3), permet de le représenter sous forme du schéma équivalent de la fig. 19-3. Les circuits primaire et secondaire de la machine sont couplés grâce au flux d'induction mutuelle Φ_m qui induit dans le circuit secondaire lors de la rotation du rotor une F.É.M. $E_{2g} = E_2 g$. Cette F.É.M. crée dans le circuit secondaire un courant déterminé par l'expression (19-8).

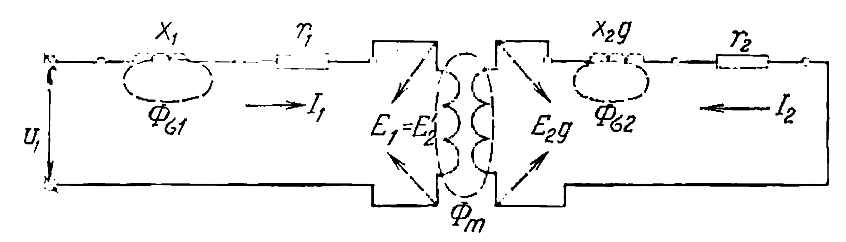


Fig. 19-3. Schéma physique de couplage des circuits primaire et secondaire.

b) Schéma physique équivalent ramené au rotor immobile. L'expression (19-8) du courant I_2 peut être transformée de la façon suivante:

$$\dot{I}_2 = \frac{\dot{E}_2 g}{r_2 + jx_2 g} = \frac{\dot{E}_2}{\frac{r_2}{g} + jx_2}. \qquad (19\text{-}14)$$

La nouvelle expression de $\dot{I}_2$ a un nouveau sens physique qui peut être exprimé de la façon suivante. A présent dans le circuit secondaire au lieu de la F.É.M. $\dot{E}_2 g$ de fréquence $f_1 g$ engendrée lors de la rotation du rotor on aura une F.É.M. E_2 de fréquence f_1 lorsque le rotor est immobile. Au lieu de la réactance $x_2 g$ existant lors de la rotation du rotor dans le circuit secondaire agit une réactance x_2, le rotor étant immobile. Pour que, le rotor étant immobile, par le circuit secondaire passe un courant I_2 de même valeur et déphasé de la même façon par rapport à E_2 il faut au lieu de r_2, existant lors de la rotation du moteur, introduire une nouvelle résistance:

$$\frac{r_2}{g} = r_2 + r_2 \frac{1-g}{g}.$$

De cette façon si, le rotor étant immobile, on veut y avoir le même courant, il faut introduire dans le circuit secondaire une résistance supplémentaire:

$$r_2 \frac{1-g}{g}.$$

Dans les deux cas, le déphasage du courant par rapport à la F.É.M. qui l'engendre sera le même. En effet, dans le premier cas il est:

$$\operatorname{tg} \psi_2 = \frac{x_2 g}{r_2},$$

et dans le second cas:

$$\operatorname{tg} \psi_2 = \frac{x_2}{\frac{r_2}{g}} = \frac{x_2 g}{r_2}.$$

Il est évident que dans ce cas le courant du stator I_1 reste le même en grandeur et en phase et par conséquent la puissance prise au réseau ou fournie à ce dernier ne change pas. Vu que les pertes électriques dans les enroulements du circuit primaire et du circuit secondaire restent les mêmes, la puissance développée par le moteur sur son arbre en rotation sera égale à la puissance absorbée dans la résistance additionnelle $r_2 \frac{1-g}{g}$. Ceci permet d'analyser, au lieu

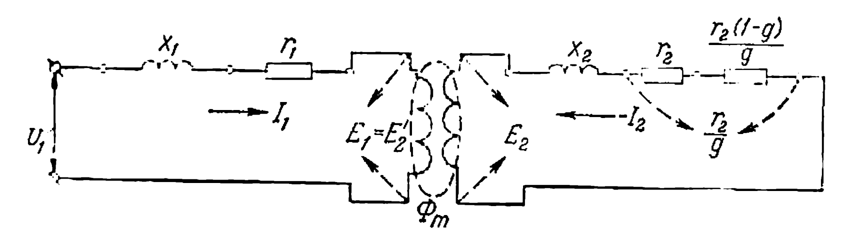


Fig. 19-4. Schéma physique équivalent ramené au rotor immobile.

d'un moteur tournant, un moteur immobile avec la résistance additionnelle indiquée; la puissance absorbée par ce moteur est égale à la puissance mécanique développée par le rotor en rotation.

Lorsque la machine asynchrone fonctionne en générateur ($-\infty < g < 0$) et en frein électromagnétique ($1 < g < \infty$) la valeur de la résistance additionnelle $r_2 \frac{1-g}{g}$ devient négative. Physiquement cela correspond au fait que pour les régimes indiqués la machine absorbe une puissance mécanique de l'arbre:

$$P = m_2 I_2^2 r_2 \frac{1-g}{g}.$$

En comparaison avec le régime de marche en moteur, le sens du mouvement de l'énergie est opposé et de ce fait la puissance P doit être considérée comme négative. Ainsi pour les régimes indiqués on peut se représenter qu'un générateur de courant alternatif de fréquence f_1 est branché dans le circuit rotorique du schéma équivalent. Ce générateur développe une puissance par phase égale à:

$$I_2'^2 r_2' \frac{1-g}{g} = I_2^2 r_2 \frac{1-g}{g}.$$

Le schéma équivalent de la fig. 19-3 peut être remplacé par un schéma équivalent de la fig. 19-4 d'un transformateur statique avec une résistance additionnelle $r_2 \frac{1-g}{g}$. Cela permet d'étudier le schéma

de la fig. 19-4 au lieu du schéma d'une machine à rotor tournant de la fig. 19-3 et d'appliquer au premier schéma toutes les déductions faites lors de l'étude du second.

c) Schéma équivalent d'une machine asynchrone considérée comme un transformateur. Pour transformer le schéma équivalent de la fig. 19-4 en un schéma équivalent de transformateur il faut ramener le circuit secondaire au circuit primaire comme cela a été fait au § 18-3. Toutes les grandeurs ramenées marquées par

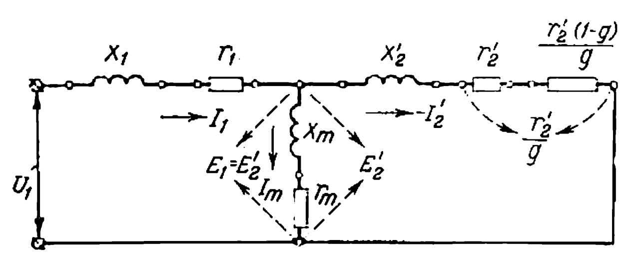


Fig. 19-5. Schéma équivalent d'une machine asynchrone considérée comme un transformateur.

un accent sont exprimées conformément au § 18-3 par les grandeurs non ramenées de la façon suivante:

$$E_2' = k_e E_2; \qquad I_2' = \frac{I_2}{k_i};$$

$$x_2' = k_e k_i x_2 = k x_2; \qquad r_2' = k_e k_i r_2 = k r_2.$$

La valeur du courant secondaire I_2' ramenée au circuit primaire est exprimée par la valeur ramenée de la F.É.M. E_2' et les valeurs ramenées de la résistance et de la réactance du circuit secondaire de la façon suivante:

$$\dot{I}_2' = \frac{\dot{E}_2'}{\frac{r_2'}{g} + jx_2'} = \frac{\dot{E}_2'}{Z_2'}, \qquad (19\text{-}15)$$

où

$$Z_2' = \frac{r_2'}{g} + jx_2'. \qquad (19\text{-}16)$$

Le déphasage du courant secondaire ramené I_2' par rapport à la F.É.M. secondaire ramenée E_2' est égal au déphasage du courant I_2 par rapport à la F.É.M. E_2 comme cela résulte du § 19-5,*b*.

Représentons maintenant le schéma équivalent complet d'une machine asynchrone. Vu qu'aux bornes du circuit magnétisant on obtient du côté primaire et du côté secondaire la même tension $E_1 = E_2'$, les points équivalents communs des deux circuits du schéma de la fig. 19-4 peuvent être confondus et on obtient alors le schéma équivalent représenté sur la fig. 19-5.

Sur le schéma de la fig. 19-5, dans le circuit magnétisant figure la réactance d'induction mutuelle du circuit secondaire ramené et du circuit primaire x_m égale à la réactance d'auto-induction de la phase du stator due à l'harmonique fondamental du flux dans l'entrefer [voir § 5-1, égalité (5-5)] et r_m tient compte des pertes dans le fer.

Le courant dans le circuit magnétisant du schéma de la fig. 19-5 est égal à la somme géométrique des courants $\dot{I}_1$ et $\dot{I}'_2$.

$$\dot{I}_m = \dot{I}_1 + \dot{I}'_2 \tag{19-17}$$

et pour cette raison :

$$\dot{E}_1 = \dot{E}'_2 = \dot{I}_m (r_m + jx_m) = \dot{I}_m Z_m. \tag{19-18}$$

Vu que les résistances et les réactances sont disposées sur le schéma de la fig. 19-5 en T, ce schéma équivalent est appelé schéma en T.

d) **Schéma équivalent d'une machine asynchrone avec circuit magnétisant rapporté aux bornes du réseau.** A la différence d'un transformateur qui transforme seulement l'énergie électrique d'une

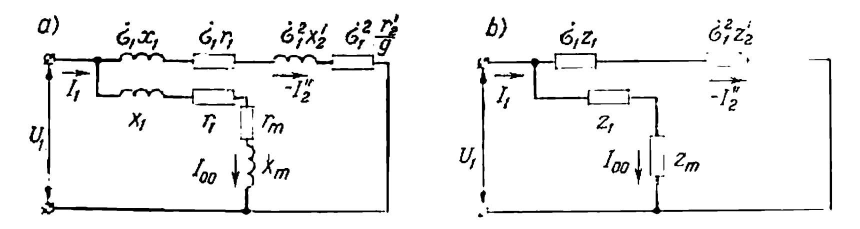


Fig. 19-6. Schemas équivalents précis avec circuit magnétisant rapporté aux bornes primaires.

tension en énergie électrique d'une autre tension, le moteur asynchrone est un récepteur qui transforme l'énergie électrique en énergie mécanique. Lorsque la charge diminue, la tension aux bornes reste généralement constante et le flux d'induction mutuelle et la F.É.M. $E_1 = E'_2$ correspondante aux bornes du circuit magnétisant du schéma de la fig. 19-5 lors de la variation de la charge sous l'influence de la chute de tension $\dot{I}_1 Z_1$ dans le circuit primaire varient également.

Pour les raisons indiquées le schéma équivalent en T n'est pas commode pour l'étude des processus ayant lieu lors du travail d'une machine asynchrone. Le schéma équivalent dans lequel le circuit magnétisant est rapporté aux bornes primaires et dans lequel le courant pour toutes les variations de la charge et les variations

du glissement g reste constant et égal au courant de marche à vide idéale au synchronisme I_{00} pour $g = 0$ est plus commode (fig. 19-6).

Lors de l'étude des phénomènes ayant lieu dans une machine asynchrone le schéma équivalent en L présente de sérieux avantages par rapport au schéma équivalent en T utilisé lors de l'étude des transformateurs. Dans ces derniers le circuit magnétisant est un élément qui se trouve entre le côté primaire et le côté secondaire et permet d'étudier les phénomènes lors de la variation du sens du flux d'énergie.

A la différence d'un transformateur, le moteur asynchrone, étant un récepteur d'énergie, doit être considéré comme ayant une tension constante à ses bornes (U_1 = const). Dans ce cas, avec un schéma équivalent en T une variation des courants a lieu non seulement dans le circuit principal mais aussi dans le circuit de magnétisation dérivé et pour cette raison tous les courants I_1, I_2 et I_m dépendent du régime de fonctionnement, c'est-à-dire qu'ils varient avec le glissement et conformément à la vitesse de rotation. Avec un schéma en L pour U_1 = const, le courant I_{00} reste constant dans le circuit dérivé quel que soit le glissement g; seul le courant dans le circuit principal varie.

Les régimes de fonctionnement d'une machine asynchrone en générateur et en frein électromagnétique sont également étudiés à tension U_1 = const aux bornes et pour cette raison pour ces régimes le schéma en L présente les mêmes avantages que pour le régime de marche en moteur.

Cherchons le courant du circuit principal $-\dot{I}_2''$ du schéma transformé (fig. 19-6) comme étant une différence géométrique du courant du circuit principal I_1 et du courant de marche à vide idéale I_{00} pour $g = 0$ d'un schéma en T d'un transformateur.

Selon la fig. 19-5, on a:

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{U}_1}{Z_1 + \frac{Z_2' Z_m}{Z_2' + Z_m}} = \frac{Z_2' + Z_m}{Z_1 Z_2' + Z_1 Z_m + Z_2' Z_m} \dot{U}_1. \tag{19-19}$$

Le courant du circuit magnétisant pour $g = 0$ est:

$$\dot{I}_{00} = \frac{\dot{U}_1}{Z_1 + Z_m} = \frac{\dot{U}_1}{Z_m \left(1 + \frac{Z_1}{Z_m}\right)} = \frac{\dot{U}_1}{Z_m \dot{\sigma}_1} = \frac{\dot{U}_1}{Z_m'}. \tag{19-20}$$

où

$$\dot{\sigma}_1 = 1 + \frac{Z_1}{Z_m} \tag{19-21}$$

et

$$Z_m' = \dot{\sigma}_1 Z_m = Z_1 + Z_m. \tag{19-22}$$

Le courant du circuit principal du schéma transformé est:

$$-\dot{I}_2'' = \dot{I}_1 - \dot{I}_{00} = \dot{U}_1\left(\frac{Z_2' + Z_m}{Z_1 Z_2' + Z_1 Z_m + Z_2' Z_m} - \frac{1}{Z_1 + Z_m}\right) =$$

$$= \frac{\dot{U}_1 Z_m^2}{(Z_1 + Z_m)(Z_1 Z_2' + Z_1 Z_m + Z_2' Z_m)} = \frac{\dot{U}_1}{Z_1\left(1 + \frac{Z_1}{Z_m}\right) + Z_2'\left(1 + \frac{Z_1}{Z_m}\right)^2} =$$

$$= \frac{\dot{U}_1}{Z_1\dot{\sigma}_1 + Z_2'\dot{\sigma}_1^2} = \frac{\dot{U}_1}{Z_1'' + Z_2''}, \qquad (19\text{-}23)$$

où

$$Z_1'' = Z_1\dot{\sigma}_1; \qquad Z_2'' = Z_2'\dot{\sigma}_1^2. \qquad (19\text{-}24)$$

Aux relations obtenues correspond le schéma équivalent en L de la fig. 19-6.

Le courant de la partie principale du schéma équivalent (fig. 19-5) est:

$$-\dot{I}_2' = \frac{\dot{U}_1 - \dot{I}_1 Z_1}{Z_2'} = \frac{\dot{U}_1}{Z_2'}\left[1 - \frac{(Z_2' + Z_m) Z_1}{Z_1 Z_2' + Z_1 Z_m + Z_2' Z_m}\right] =$$

$$= \frac{\dot{U}_1}{Z_1 + Z_2\left(1 + \frac{Z_1}{Z_m}\right)} = \frac{\dot{U}_1}{Z_1 + Z_2'\dot{\sigma}_1} = \frac{\dot{U}_1\dot{\sigma}_1}{Z_1'' + Z_2''}. \qquad (19\text{-}25)$$

Le rapport des courants des circuits principaux du schéma en T et du schéma en L sera donc:

$$\frac{\dot{I}_2'}{\dot{I}_2''} = 1 + \frac{Z_1}{Z_m} = \dot{\sigma}_1. \qquad (19\text{-}26)$$

L'impédance équivalente secondaire du circuit principal d'un schéma en L en marche à vide au synchronisme, correspondant au glissement $g = 0$, sera $Z_2'\sigma_1^2 = \infty$ par suite de quoi le courant du circuit principal $\dot{I}_2'' = 0$ et le courant primaire $\dot{I}_1 = \dot{I}_{00}$. Le courant à vide du schéma transformé est donc égal au courant à vide du schéma principal en T pour $g = 0$.

Le coefficient de correction $\dot{\sigma}_1$ modifie les paramètres principaux du circuit principal et du circuit magnétisant et les courants en grandeur et en phase mais il ne dépend pas du glissement. Vu que $r_m \ll x_m$ on peut représenter le coefficient de correction $\dot{\sigma}_1$ sous la forme suivante:

$$\dot{\sigma}_1 = 1 + \frac{Z_1}{Z_m} \approx \left(1 + \frac{x_1}{x_m}\right) - j\frac{r_1}{x_m} = \sigma_1 - j\frac{r_1}{x_m}, \qquad (19\text{-}27)$$

où

$$\sigma_1 = 1 + \frac{x_1}{x_m} = 1 + \frac{\Phi_{\sigma 1}}{\Phi_m} = 1 + \tau_1 \qquad (19\text{-}28)$$

représente le coefficient de dispersion total du circuit primaire et $\tau_1 = \frac{\Phi_{\sigma 1}}{\Phi_m}$ est le coefficient de dispersion du circuit primaire.

La transformation du schéma principal en T en schéma en L est valable pour toutes les valeurs de g dans les limites de $-\infty \leqslant \leqslant g \leqslant +\infty$.

Vu que le courant $\dot{I}_{00}$ pour U_1 = const est invariable, la détermination du courant $\dot{I}_1$ pour différentes valeurs de g et différentes valeurs de $-\dot{I}_2''$ selon le schéma en L ne présente pas de difficultés.

Comme généralement le rapport r_1/x_m est très petit, on peut, en négligeant la partie imaginaire de $\dot{\sigma}_1$, prendre en considération seulement sa partie réelle qui est:

$$\sigma_1 = 1 + \frac{x_1}{x_m}.$$

Dans les machines réelles:

$$\sigma_1 = 1{,}04 \text{ à } 1{,}08.$$

e) Schéma équivalent corrigé en L d'une machine asynchrone. Le schéma corrigé en L (fig. 19-7) obtenu à partir du schéma en L précis (fig. 19-6) donne des résultats suffisamment précis pour le

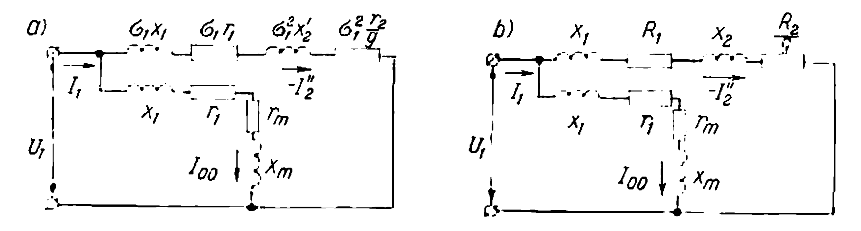


Fig. 19-7. Schémas équivalents corrigés avec circuit magnétisant rapporté aux bornes du circuit primaire.

calcul des courants, des puissances et d'autres données normales d'une machine asynchrone si on admet que pour le circuit principal le coefficient de correction est un nombre réel déterminé par l'égalité (19-28). Dans ce cas:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_1 Z_1 &= \sigma_1 r_1 + j\sigma_1 x_1 = R_1 + jX_1; \\ \sigma_1^2 Z_2' &= \sigma_1^2 \frac{r_2'}{g} + j\sigma_1^2 x_2' = \frac{R_2}{g} + jX_2, \end{aligned}\right\} \tag{19-29}$$

où

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= \sigma_1 r_1, \quad & R_2 &= \sigma_1^2 r_2'; \\ X_1 &= \sigma_1 x_1, \quad & X_2 &= \sigma_1^2 x_2'. \end{aligned}\right\} \tag{19-30}$$

Ainsi le schéma équivalent corrigé (fig. 19-7) comprendra les impédances du circuit primaire et du circuit secondaire augmentées respectivement de σ_1 et σ_1^2 fois.

L'impédance du circuit parallèle est toujours:

$$\dot{Z}'_m = Z_1 + Z_m,$$

et la relation entre les courants du circuit principal:

$$\dot{I}'_2 = \sigma_1 \dot{I}''_2,$$

c'est-à-dire que $\dot{I}''_2$ est en phase avec $\dot{I}'_2$ et est inférieur à lui de σ_1 fois.

Dans le schéma corrigé en L on peut introduire dans le circuit principal la réactance totale:

$$X_{cc} = X_1 + X_2 = \sigma_1 x_1 + \sigma_1^2 x'_2, \tag{19-31}$$

et pour $g = 1$ aussi la résistance totale:

$$R_{cc} = R_1 + R_2 = \sigma_1 r_1 + \sigma_1^2 r'_2. \tag{19-32}$$

La résistance R_{cc} et la réactance X_{cc} sont égales approximativement à celles de court-circuit ($g = 1$) car pour $g = 1$ l'impédance du circuit magnétisant $Z_1 + Z_m$ est grande par rapport à l'impédance du circuit principal $R_{cc} + jX_{cc}$.

La valeur de X_{cc} est déterminée par la valeur des flux de dispersion de la machine.

Exemple 19-1.

Déterminer les paramètres du schéma équivalent corrigé en L (fig. 19-7) d'un moteur asynchrone triphasé à rotor bobiné et à rotor en court-circuit.

Données électriques nominales du moteur à rotor bobiné: puissance sur l'arbre $P_2 = 250$ kW, nombre de phases $m = 3$, fréquence $f = 50$ Hz, nombre de pôles $2p = 6$, tension composée $U_1 = 3\ 000$ V, tension simple lors de la connexion en étoile $U_{1s} = 1\ 730$ V, courant nominal simple $I_{sn} = 60$ A, courant à vide $I_0 = 17{,}5$ A, rendement $\eta_n = 90\ \%$, $\cos \varphi_n = 0{,}89$.

Données mécaniques du moteur à rotor bobiné: $D_a = 730$ mm, $D_i = 523{,}3$ mm, $\tau = 275$ mm, $l_0 = 364$ mm, $l = 334$ mm, $Z_1 = 90$, $Z_2 = 72$, $w_1 = 210$, $w_2 = 24$, $\beta_1 = 0{,}8$, $\beta_2 = 1{,}0$, $q_1 = 5$, $q_2 = 4$. La réactance de l'enroulement statorique $x_1 = 2{,}78$ ohms; la résistance de l'enroulement statorique $r_1 = 0{,}68$ ohm; la réactance de l'enroulement rotorique $x_2 = 0{,}07$ ohm; la résistance de l'enroulement rotorique $r_2 = 0{,}00818$ ohm.

La réactance du circuit magnétisant [d'après la formule (5-5)]:

$$x_m = 2mf \frac{\mu_0 D_i l}{k_\delta k_\mu \delta} \cdot \frac{w_1^2 k_{b1}^2}{p^2} = 2 \cdot 3 \cdot 50 \cdot \frac{1{,}26 \cdot 10^{-8} \cdot 52{,}3 \cdot 33{,}4}{1{,}6 \cdot 1{,}75 \cdot 0{,}1} \cdot \frac{210^2 \cdot 0{,}91^2}{3^2} = 95{,}6 \text{ ohms.}$$

Le coefficient d'entrefer $k_\delta = 1{,}6$ et le coefficient de saturation de tout le circuit magnétique $k_\mu = 1{,}75$.

La réactance du circuit à vide est :

$$x_0 = x_m + x_1 = 95{,}6 + 2{,}78 = 98{,}4 \text{ ohms.}$$

L'impédance du circuit à vide :

$$Z_0 = \frac{x_0}{\sin \psi_0} \approx \frac{98{,}4}{0{,}99} = 99 \text{ ohms.}$$

La résistance du circuit à vide :

$$r_0 = r_1 + r_m = \sqrt{Z_0^2 - x_0^2} = \sqrt{99^2 - 98{,}4^2} = 11{,}68 \text{ ohms.}$$

La résistance du circuit magnétisant :

$$r_m = r_0 - r_1 = 11{,}68 - 0{,}68 = 11 \text{ ohms.}$$

Le courant à vide :

$$I_0 = \frac{U_{1s}}{Z_0} = \frac{1730}{99} = 17{,}5 \text{ A.}$$

Le courant relatif à vide :

$$\frac{I_0}{I_{sn}} = \frac{17{,}5}{60} = 0{,}292.$$

Les pertes à vide dans le fer :

$$p_f = 3 \cdot I_0^2 r_m = 3 \cdot 17{,}5^2 \cdot 11 = 10\,125 \text{ W.}$$

Les pertes totales à vide théoriques pour $g = 0$:

$$p_0 = 3 \cdot I_0^2 (r_1 + r_m) = 3 \cdot 17{,}5^2 \cdot 11{,}68 = 10\,750 \text{ W ;}$$

$$\cos \varphi_0 = \frac{p_0}{3 U_{1s} I_0} = \frac{10\,750}{3 \cdot 1\,730 \cdot 17{,}5} = 0{,}118.$$

Le coefficient de correction ramené [formule (19-28)] :

$$\sigma_1 = 1 + \frac{x_1}{x_m} = 1 + \frac{2{,}78}{95{,}6} = 1{,}03 \text{ ;}$$

$$\sigma_1^2 = 1{,}03^2 = 1{,}06.$$

La réactance et la résistance ramenées de l'enroulement rotorique :

$$x_2' = 0{,}07 \cdot \left(\frac{210 \cdot 0{,}91}{24 \cdot 0{,}958} \right)^2 = 4{,}85 \text{ ohms,}$$

$$r_2' = 0{,}00818 \cdot \left(\frac{210 \cdot 0{,}91}{24 \cdot 0{,}958} \right)^2 = 0{,}57 \text{ ohm,}$$

où $k_{b1} = 0{,}91$, $k_{b2} = 0{,}958$ sont les facteurs d'enroulements statorique et rotorique.

Les paramètres du circuit principal d'un moteur asynchrone triphasé à rotor bobiné et à circuit à vide rapporté aux bornes selon le schéma de la fig. 19-7 sont :

$$R_1 = r_1 \sigma_1 = 0{,}68 \cdot 1{,}03 = 0{,}7 \text{ ohm ;}$$

$$R_2 = r_2' \sigma_1^2 = 0{,}57 \cdot 1{,}06 = 0{,}604 \text{ ohm ;}$$

$$X_1 = x_1 \sigma_1 = 2{,}78 \cdot 1{,}03 = 2{,}86 \text{ ohms ;}$$

$$X_2 = x_2' \sigma_1^2 = 4{,}85 \cdot 1{,}06 = 5{,}15 \text{ ohms ;}$$

$$R_{cc} = R_1 + R_2 = 0{,}7 + 0{,}604 = 1{,}304 \text{ ohm ;}$$

$$X_{cc} = X_1 + X_2 = 2{,}86 + 5{,}15 = 8{,}01 \text{ ohms.}$$

$$Z_{cc} = \sqrt{1{,}304^2 + 8{,}1^2} = 8{,}1 \text{ ohms.}$$

$$I''_{cc} = \frac{1730}{8{,}01} = 214 \text{ A,}$$

$$\frac{I'_{cc}}{I_{sn}} = \frac{I''_{cc}\sigma_1}{I_{sn}} = \frac{214\cdot 1{,}03}{60} = 3{,}66.$$

$$\cos\varphi''_{cc} = \frac{1{,}304}{8{,}1} = 0{,}161.$$

Pour un moteur asynchrone à rotor en court-circuit utilisant le même stator avec un nombre de barres dans le rotor $N_2 = 80$ les paramètres du circuit principal du schéma équivalent avec un circuit à vide rapporté aux bornes (fig. 19-7) sont:

$$r_1 = 0{,}68 \text{ ohm}, \qquad R_1 = r_1\sigma_1 = 0{,}68\cdot 1{,}03 = 0{,}7 \text{ ohm},$$

$$x_1 = 2{,}78 \text{ ohms}, \qquad X_1 = x_1\sigma_1 = 2{,}78\cdot 1{,}03 = 2{,}86 \text{ ohms},$$

$$r'_2 = 0{,}75 \text{ ohm}, \qquad R_2 = r'_2\sigma_1^2 = 0{,}75\cdot 1{,}06 = 0{,}795 \text{ ohm},$$

$$x'_2 = 2{,}8 \text{ ohms}, \qquad X_2 = x'_2\sigma_1^2 = 2{,}8\cdot 1{,}06 = 2{,}97 \text{ ohms},$$

$$R_{cc} = R_1 + R_2 = 0{,}7 + 0{,}795 = 1{,}495 \text{ ohm},$$

$$X_{cc} = X_1 + X_2 = 2{,}86 + 2{,}97 = 5{,}83 \text{ ohms},$$

$$Z_{cc} = \sqrt{1{,}495^2 + 5{,}83^2} = 6{,}01 \text{ ohms},$$

$$I''_{cc} = \frac{1730}{6{,}01} = 287 \text{ A}, \quad \frac{I'_{cc}}{I_n} = \frac{I''_{cc}\cdot\sigma_1}{I_n} = \frac{287\cdot 1{,}03}{60} = 4{,}91,$$

$$\cos\varphi''_{cc} = \frac{1{,}495}{6{,}01} = 0{,}248.$$

Les paramètres du circuit magnétisant ont été adoptés les mêmes que pour les moteurs à rotor bobiné.

19-6. Régimes de fonctionnement et diagrammes vectoriels d'une machine asynchrone

Les diagrammes vectoriels d'une machine asynchrone comme ceux d'un transformateur sont tracés conformément au schéma équivalent en T de la machine, qui correspond aux conditions physiques de fonctionnement de cette dernière. Les diagrammes sont tracés pour une phase de la machine, l'enroulement rotorique étant rapporté à l'enroulement statorique.

a) Fonctionnement en moteur. Ce régime, comme nous avons déjà indiqué, est le régime principal de fonctionnement d'une machine asynchrone. L'énergie est alors transmise par l'intermédiaire du champ magnétique du côté primaire au secondaire comme dans un transformateur. Pour cette raison le diagramme vectoriel du régime moteur d'une machine asynchrone est analogue à celui d'un transformateur.

Le diagramme vectoriel d'un moteur est représenté sur la fig. 19-8.

Le flux principal Φ_m induit les F.É.M. $E_1 = E'_2$ égales à la tension aux bornes du circuit magnétisant du schéma en T (fig. 19-5). Le courant du circuit magnétisant I_m est en avance sur Φ_m d'un angle qui correspond aux pertes dans le fer du stator, car les pertes

dans le fer du rotor sont petites pour les faibles glissements ayant lieu en régimes de fonctionnement normal ($g = 0$ à $0{,}05$).

Le courant I'_2 retarde sur la F.É.M. E'_2 d'un angle ψ_2 et sa valeur et sa phase sont déterminées par l'impédance du circuit secondaire Z'_2.

Le courant primaire $\dot{I}_1$ est égal à la somme géométrique du courant $\dot{I}_m$ et de la composante due à la charge du courant primaire $I'_1 = -I'_2$:

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_m + (-\dot{I}'_2).$$

La tension primaire $\dot{U}_1$ est égale à la somme de la composante qui équilibre la F.É.M. $\dot{E}_1$ et de la chute de tensions $jx_1\dot{I}_1$ et $r_1\dot{I}_1$.

Le courant I_1 retarde sur la tension $\dot{U}_1$ d'un angle $\varphi_1 < \frac{\pi}{2}$. La puissance primaire

$$P_1 = m_1 U_1 I_1 \cos \varphi_1 \qquad (19\text{-}33)$$

est alors positive, ce qui correspond à l'absorption de l'énergie venant du réseau.

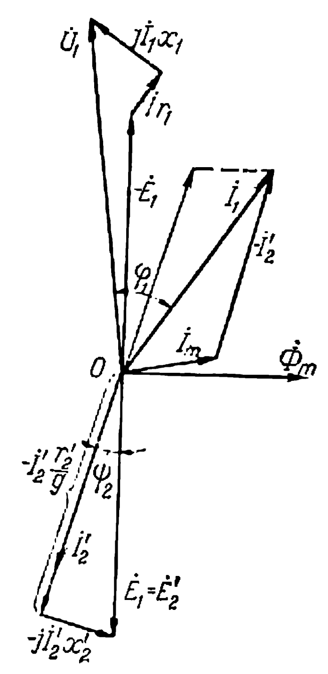


Fig. 19-8. Diagramme vectoriel d'un moteur asynchrone.

Avec l'accroissement de la charge sur l'arbre le glissement g augmente, car pour la création d'un couple moteur plus grand le courant secondaire I_2 doit augmenter par suite de quoi la F.É.M. $E_{2g} = E_2 g$ induite dans le rotor tournant doit augmenter aussi. Avec l'accroissement de la charge le courant I_2 et avec lui le courant primaire I_1 augmentent, la chute de tension augmente également et par conséquent pour $U_1 =$ const la F.É.M. $E_1 = E'_2$, le flux Φ_m et le courant I_m diminuent.

Mais la diminution du flux principal Φ_m lors du passage de la charge de zéro à la valeur nominale est faible et ne dépasse pas quelques pour cent. Pour cette raison pour les calculs approximatifs avec $U_1 =$ const on admet parfois également que $\Phi_m =$ const.

Dans les chapitres suivants, les conditions de fonctionnement d'une machine asynchrone en régime moteur seront examinées plus en détail.

b) Fonctionnement en générateur. Supposons que la machine asynchrone soit branchée sur un réseau à tension $U_1 =$ const et

à fréquence f_1 = const. Si la machine travaille en moteur on a $n < n_1$.

Commençons par diminuer progressivement la charge du moteur. Si pour simplifier les choses on néglige la chute de tension dans l'enroulement statorique, le flux Φ_m = const, le courant I_m = = const et le courant secondaire I_2 diminuera et la fin du vecteur du courant primaire I_1 commencera à se déplacer sur le diagramme de la fig. 19-8 jusqu'au point de marche à vide où $\dot{I}_1 = \dot{I}_m$.

Augmentons maintenant la vitesse du rotor de la machine à l'aide d'un moteur séparé de façon que $n = n_1$, c'est-à-dire jusqu'à la vitesse de synchronisme. Vu que la machine asynchrone continue à rester branchée sur le même réseau, on a toujours Φ_m = const et I_m = const. La puissance nécessaire pour compenser les pertes dans l'enroulement (p_{c1}) et dans le fer (p_f) du stator est fournie par le réseau et la puissance nécessaire pour compenser les pertes mécaniques ($p_{méc}$) et les pertes complémentaires (p_{com}) est fournie par le moteur qui entraîne la machine asynchrone (moteur primaire).

Si on augmente encore plus la vitesse du moteur asynchrone la vitesse n deviendra supérieure à n_1 et le glissement g deviendra négatif.

Le flux Φ_m, tout en restant constant en grandeur, continue à tourner dans l'espace à la vitesse n_1. Mais le sens de sa rotation par rapport au rotor change, par suite de quoi le signe de la F.É.M. $E_{2g} = E_2 g$ induite dans le rotor change aussi.

Les composantes active et réactive du courant rotorique seront:

$$I_{2a} = \frac{E_{2g}}{Z_2} \cos \psi_2 = \frac{E_2 g r_2}{r_2^2 + x_{2g}^2 g^2}\,; \tag{19-34}$$

$$I_{2r} = \frac{E_{2g}}{Z_2} \sin \psi_2 = \frac{E_2 g^2 x_2}{r_2^2 + x_{2g}^2 g^2}\,. \tag{19-35}$$

Nous voyons que pour un glissement négatif le signe de la composante active I_{2a} du courant secondaire change tandis que la composante inductive I_{2r} de ce courant conserve son signe.

Le courant I_2 crée une F.M.M. F_2 qui, comme cela a été indiqué au § 19-2, tourne dans l'espace à la vitesse de synchronisme n_1 déterminée par la fréquence f_1 du courant d'excitation, sa vitesse par rapport au rotor étant $n_1 - n$. Vu que $n > n_1$, la F.M.M. F_2 tourne dans le sens opposé à celui du rotor et en interaction avec la F.M.M. F_1 crée un couple électromagnétique $C_{ém}$ opposé au sens de rotation du rotor. Le couple $C_{ém}$ est donc résistant et la machine asynchrone fonctionne en générateur.

Pour construire le diagramme vectoriel d'un générateur asynchrone faisons coïncider le vecteur du flux principal Φ_m avec la direction positive de l'axe des abscisses (fig. 19-9). Les vecteurs du courant $\dot{I}_m$ et des F.É.M. $\dot{E}_1 = \dot{E}'_2$ occuperont alors sur le diagramme leur

position normale, mais le vecteur du courant I'_2, conformément aux formules (19-34) et (19-35), se trouvera dans le deuxième quadrant et non pas dans le troisième (fonctionnement en moteur). Le courant primaire $\dot{I}_1 = \dot{I}_m - \dot{I}'_2$. La tension aux bornes du stator $\dot{U}_1 = -\dot{E}_1 + \dot{I}_1 Z_1$. L'angle $\varphi_1 > 90°$, c'est-à-dire que la puissance électrique de la machine est négative. Cela signifie que l'énergie mécanique fournie à la machine synchrone par le moteur primaire est transformée en énergie électrique et rendue au réseau.

Le flux magnétique Φ_m est créé dans le générateur asynchrone par le courant magnétisant I_m. On utilise à cette fin les générateurs synchrones en parallèle avec lesquels le générateur asynchrone débite sur le réseau extérieur. Vu que le courant I_m est de 25 à 45 % de I_n et est fourni au générateur asynchrone à la tension du réseau, la puissance d'excitation (en kVA) représente les mêmes 25 à 45 % de la puissance du générateur. Autrement dit, si dans une centrale sont installés 2 à 4 générateurs asynchrones de puissance identique, il faut pour leur excitation utiliser entièrement un générateur synchrone de même puissance que chacun des générateurs asynchrones. Rappelons au lecteur que la puissance nécessaire pour l'excitation d'un gros générateur synchrone est inférieure à 1 %. Cette différence dans la puissance d'excitation est un sérieux défaut du générateur asynchrone en comparaison avec un générateur synchrone. De plus, le courant I_m retarde sur la tension pratiquement de 90 °. Il en résulte que la marche en parallèle des générateurs asynchrones et des générateurs synchrones provoque une baisse considérable du cos φ de ces derniers même si la charge extérieure est purement active.

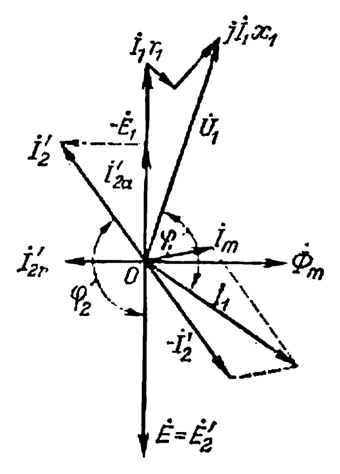


Fig. 19-9. Diagramme vectoriel d'un alternateur asynchrone.

Le branchement d'un générateur asynchrone sur le réseau ne présente pas de difficultés. On fait tourner le rotor à une vitesse aussi voisine que possible de celle de synchronisme et dans le même sens dans lequel tourne le flux. Lors du branchement du générateur sur le réseau les mêmes phénomènes se produisent que lors du branchement des transformateurs et des moteurs asynchrones. La variation de la puissance active fournie par le générateur au réseau est obtenue, comme dans le cas des générateurs synchrones, par variation de la puissance mécanique fournie à l'arbre du générateur. Le rendement d'un générateur asynchrone n'est pas inférieur à celui d'un générateur synchrone.

Pratiquement, les générateurs asynchrones sont utilisés seulement dans les centrales de faible puissance, le plus souvent dans les centrales hydrauliques automatiques et dans les installations éoliennes.

Si le générateur asynchrone doit fonctionner séparément sur un réseau extérieur, le courant magnétisant peut être obtenu lors de l'auto-excitation du générateur. A cette fin, il faut connecter aux bornes de son stator une batterie de condensateurs convenablement choisie (fig. 19-10, *a*) et faire tourner le rotor de la machine à la vitesse nécessaire. La présence d'un flux magnétique rémanent dans le fer du rotor est indispensable à l'auto-excitation d'un générateur asynchrone. Le circuit extérieur du stator étant ouvert, le flux magnétique rémanent Φ_r crée dans l'enroulement statorique une certaine F.É.M. E_r sous l'action de laquelle un courant I_s circulera vers

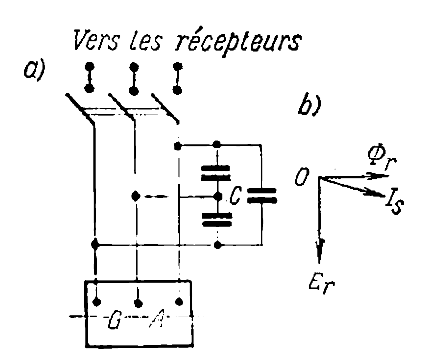


Fig. 19-10. Générateur asynchrone à auto-excitation.

la batterie de condensateurs renforçant ainsi le flux Φ_r (fig. 19-10, *b*). Ensuite le processus se produit de la même façon que pour l'auto-excitation d'une génératrice à excitation en dérivation (voir tome I).

Dans les générateurs asynchrones à auto-excitation, c'est la batterie de condensateurs qui présente la partie onéreuse de l'installation et pour cette raison ces installations ne sont pas répandues.

c) Fonctionnement en frein électromagnétique. Si on augmente la charge du moteur, sa vitesse diminuera et ensuite, lorsque le couple résistant dépassera le couple moteur maximal, la machine s'arrêtera. Ensuite on peut faire tourner le rotor de la machine dans le sens opposé à celui du flux en utilisant à cette fin un moteur auxiliaire. Nous nous sommes entendus déjà d'appeler ce régime de fonctionnement régime de frein électromagnétique.

Vu que dans ces conditions la vitesse n doit être considérée comme négative, on a $1 < g < \infty$.

Le glissement g étant grand, le courant rotorique

$$\dot{I}'_2 = \frac{\dot{E}'_2}{\frac{r'_2}{g} + jx'_2}$$

est aussi grand et retarde sur $\dot{E}'_2$ d'un angle ψ_2 qui pour $g = \infty$ est égal à 90°. Le courant primaire $\dot{I}_1$ est aussi grand ainsi que son angle de décalage φ_1 par rapport à la tension U_1. Le diagramme vectoriel du régime de fonctionnement en frein est analogue au diagramme vectoriel de fonctionnement en moteur (fig. 19-8) avec les particularités indiquées.

Vu que $\varphi_1 < 90°$, la machine prend de l'énergie au réseau. De plus, elle reçoit de l'énergie mécanique du moteur primaire. Toute l'énergie absorbée par la machine est dépensée pour compenser les pertes dans la machine qui sont assez grandes. Pour cette raison du point de vue de l'échauffement ce régime est très pénible et pour $U_1 = U_n$ il ne peut être toléré que pendant un laps de temps relativement court.

Lorsqu'on branche dans le circuit secondaire d'un moteur asynchrone une résistance additionnelle, une grande partie de la puissance fournie au circuit primaire de la machine sera perdue dans cette résistance. Dans ce cas, le cos φ augmentera et le fonctionnement de la machine asynchrone en frein électrique sera plus efficace.

Chapitre XX

COUPLES MOTEURS ET PUISSANCES D'UNE MACHINE ASYNCHRONE

20-1. Diagrammes énergétiques d'une machine asynchrone

Lors du travail d'un moteur asynchrone il s'agit de la transformation de l'énergie électrique venant du réseau en énergie mécanique tandis que lors du fonctionnement d'un générateur asynchrone il s'agit de la transformation de l'énergie mécanique fournie par le moteur primaire en énergie électrique livrée au réseau. Dans les deux cas, l'énergie est transmise par le champ magnétique de l'entrefer du stator au rotor ou inversement. Le transfert de l'énergie par l'entrefer est lié aux forces d'origine électromagnétique développées dans le rotor et créant un couple moteur qui est le couple électromagnétique de la machine. La transformation de l'énergie d'un genre en énergie d'un autre genre est inévitablement liée aux pertes dans les différentes parties de la machine. Pour cette raison la puissance du flux d'énergie, les pertes et les couples moteurs représentent un ensemble de problèmes ayant une sérieuse importance pour l'étude des propriétés d'une machine asynchrone.

Examinons maintenant les diagrammes énergétiques d'une machine asynchrone. Nous allons suivre le processus de transformation de l'énergie électrique fournie au moteur en celle mécanique sur l'arbre de ce dernier.

Soit P_1 la puissance électrique fournie au moteur (fig. 20-1, *a*). Une partie de cette puissance p_{c1} est dépensée pour les pertes dans le cuivre du stator et le reste est transformé en puissance du flux tournant. Mais des pertes p_f apparaissent alors dans le fer de la machine; pratiquement il faut envisager seulement les pertes dans le fer du stator, car la fréquence f_2 du cycle d'aimantation du fer dans le rotor est généralement très petite (1 à 3 Hz) et pour cette raison les pertes dans le fer du rotor sont petites. De cette façon la puissance électromagnétique est:

$$P_{\text{ém}} = P_1 - p_{c1} - p_f. \tag{20-1}$$

La puissance électromagnétique est transmise par l'entrefer au rotor. Si dans le rotor il n'y avait pas de pertes cette puissance serait entièrement transformée en puissance mécanique. Mais lorsque le courant parcourt l'enroulement rotorique, dans ce dernier apparais-

sent des pertes dans le cuivre ou dans l'aluminium selon le matériau de l'enroulement.

Pour plus de précision admettons que l'enroulement est en cuivre et nous parlerons des pertes dans le cuivre p_{c2}. La puissance mécanique totale développée par le moteur sur son arbre est donc:

$$P_{\text{méc}} = P_{\text{ém}} - p_{c2}. \tag{20-2}$$

La puissance utile P_2 fournie par le moteur est inférieure à la puissance $P_{\text{méc}}$ de la valeur des pertes mécaniques $p_{\text{méc}}$ et des pertes

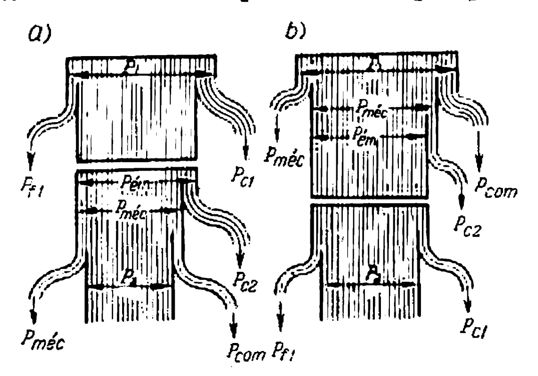


Fig. 20-1. Diagrammes énergétiques:
a) d'un moteur asynchrone; b) d'un générateur asynchrone.

complémentaires p_{com}. Les pertes p_{com} apparaissent lors de la rotation du moteur dans les enroulements et dans le fer de la machine et sont dues aux dentures du stator et du rotor et à la répartition pas tout à fait sinusoïdale de la F.M.M. dans l'espace (voir plus en détail § 20-18).

Les pertes complémentaires créent le même couple résistant que les pertes mécaniques et pour cette raison elles sont compensées comme ces dernières et lorsqu'on examine le tableau énergétique de fonctionnement du moteur on doit les ajouter aux pertes mécaniques. Ainsi:

$$P_2 = P_{\text{méc}} - p_{\text{méc}} - p_{\text{com}}. \tag{20-3}$$

On obtient donc pour le régime de fonctionnement d'une machine asynchrone en moteur les relations suivantes:

$$P_1 = P_{\text{ém}} + p_{c1} + p_f; \tag{20-4}$$

$$P_{\text{ém}} = P_{\text{méc}} + p_{c2}; \tag{20-5}$$

$$P_{\text{méc}} = P_2 + p_{\text{méc}} + p_{\text{com}}. \tag{20-6}$$

Le rendement du moteur est:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1}. \tag{20-7}$$

Le diagramme énergétique général d'un moteur asynchrone est représenté sur la fig. 20-1, *a*.

Pour la marche d'une machine asynchrone en générateur on applique à son arbre une puissance mécanique P_1. En retranchant de cette dernière les pertes mécaniques et par ventilation $p_{\text{méc}}$ ainsi que les pertes complémentaires p_{com}, nous obtenons la puissance mécanique utile $P_{\text{méc}}$. En retranchant de la puissance $P_{\text{méc}}$ les pertes dans le cuivre du circuit secondaire p_{c2}, nous obtenons la puissance électromagnétique $P_{\text{ém}}$ et en retranchant de cette dernière les pertes dans le fer p_f et les pertes dans le cuivre de l'enroulement primaire p_{c1}, on obtient la puissance disponible P_2, ce qui donne pour le fonctionnement en générateur les relations suivantes:

$$P_{\text{méc}} = P_1 - p_{\text{méc}} - p_{\text{com}}\,; \tag{20-8}$$

$$P_{\text{ém}} = P_{\text{méc}} - p_{c2}\,; \tag{20-9}$$

$$P_2 = P_{\text{ém}} - p_{c1} - p_f. \tag{20-10}$$

Le rendement du générateur est:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1}. \tag{20-11}$$

Le diagramme énergétique général d'un générateur asynchrone est représenté sur la fig. 20-1, *b*.

20-2. Couples moteurs d'une machine asynchrone

Comme dans les moteurs à courant continu, le moteur asynchrone en régime permanent (n = const) surmonte le couple de charge C_{ch} comprenant le couple résistant à vide C_0 et le couple résistant utile C_2. Le couple électromagnétique $C_{\text{ém}}$ développé dans le rotor du moteur, lorsque ce dernier tourne à vitesse constante, comprend deux composantes dont chacune est en équilibre avec la composante correspondante du couple résistant. De cette façon:

$$C_{\text{ém}} = C_0 + C_2. \tag{20-12}$$

On a ici:

$$C_0 = \frac{p_{\text{méc}} + p_{\text{com}}}{\Omega} = \frac{p_{\text{méc}} + p_{\text{com}}}{2\pi n}, \tag{20-13}$$

$$C_2 = \frac{P_2}{\Omega} = \frac{P_2}{2\pi n}, \tag{20-14}$$

où P_2 est la puissance mécanique utile fournie par le moteur et n sa vitesse de rotation.

La puissance mécanique totale correspondant au couple électromagnétique $C_{\text{ém}}$ développée dans le rotor du moteur et déterminée par la relation (20-6) est:

$$P_{\text{méc}} = C_{\text{ém}}\Omega = C_{\text{ém}} 2\pi n, \tag{20-15}$$

d'où

$$C_{\text{ém}} = \frac{P_{\text{méc}}}{\Omega} = \frac{P_{\text{méc}}}{2\pi n}. \qquad (20\text{-}16)$$

Le couple $C_{\text{ém}}$ est créé par suite de l'interaction du flux tournant Φ_m et du courant I_2 parcourant le rotor. Mais le flux Φ_m tourne dans l'espace à une vitesse angulaire $\Omega_1 = 2\pi n_1$, où $n_1 = \frac{f_1}{p}$. La puissance qui est alors développée est la puissance électromagnétique du moteur $P_{\text{ém}}$. On a donc:

$$P_{\text{ém}} = C_{\text{ém}}\Omega_1, \qquad (20\text{-}17)$$

d'où

$$C_{\text{ém}} = \frac{P_{\text{ém}}}{\Omega_1} = \frac{P_{\text{ém}}}{2\pi n_1}. \qquad (20\text{-}18)$$

En utilisant les formules (20-16) et (20-18) on obtient la relation:

$$P_{\text{méc}} = \frac{n}{n_1} P_{\text{ém}} = (1 - g) P_{\text{ém}}. \qquad (20\text{-}19)$$

En introduisant cette valeur de $P_{\text{méc}}$ dans l'expression (20-2), on obtient:

$$p_{c2} = g P_{\text{ém}}, \qquad (20\text{-}20)$$

c'est-à-dire que les pertes dans le cuivre du circuit secondaire ou dans le cas général la puissance électrique $P_{\text{é}}$, développée dans le circuit secondaire, sont égales à la puissance électromagnétique $P_{\text{ém}}$ multipliée par le glissement.

De cette façon, la puissance électromagnétique $P_{\text{ém}}$ se répartit en composantes $P_{\text{méc}}$ et p_{c2} déterminées en fonction du glissement par les égalités (20-19) et (20-20).

En déterminant $P_{\text{ém}}$ de la formule (20-20) et en l'introduisant dans la formule (20-18), nous obtenons encore une expression pour le couple électromagnétique:

$$C_{\text{ém}} = \frac{p_{c2}}{g\Omega_1} = \frac{p_{c2}}{2\pi n_1 g}. \qquad (20\text{-}21)$$

Bien que nous partions du régime moteur lors de la détermination des relations obtenues dans ce paragraphe, elles restent valables pour toutes les valeurs du glissement g, c'est-à-dire pour tous les régimes de la machine.

20-3. Couple électromagnétique d'une machine asynchrone

Le couple électromagnétique est créé grâce à l'interaction des conducteurs de l'enroulement rotorique parcouru par le courant I_2 et du champ tournant de l'harmonique fondamental ou du flux Φ_m. Supposons d'abord que l'enroulement rotorique ait été exécuté selon

le principe d'une cage d'écureuil. L'onde sinusoïdale principale du champ tournant résultant induira alors dans chaque conducteur une F.É.M. $e_{\alpha 1}$ dont la valeur varie sinusoïdalement suivant l'ordonnée spatiale α. Dans le cas général, le courant dans chaque conducteur séparé $i_{\alpha 1}$ sera en retard sur la F.É.M. $e_{\alpha 1}$ qui l'engendre d'un angle ψ_2 dans le sens de rotation du champ tournant résultant. L'onde des ordonnées $e_{\alpha 1}$ qui représentent les valeurs instantanées des F.É.M. induites dans ces conducteurs est en phase avec l'onde des valeurs des inductions $B_{\alpha 1}$ aux points donnés tandis que l'onde des valeurs des courants $i_{\alpha 1}$ sera décalée dans le sens opposé à celui du mouvement de l'onde d'induction du même angle ψ_2 dans l'espace (fig. 20-2).

Le champ à induction $B_{\alpha 1}$ qui tourne suivant la circonférence du rotor et le courant $i_{\alpha 1}$ dans le conducteur créent un effort élémentaire :

$$f_{\alpha 1} = B_{\alpha 1} i_{\alpha 1} l,$$

où l est la longueur active du fer du rotor.

Le couple moteur créé par un conducteur parcouru par le courant est :

$$m_{\alpha 1} = f_{\alpha 1} \frac{D}{2} = B_{\alpha 1} i_{\alpha 1} l \frac{D}{2},$$

où D représente le diamètre du rotor. Le nombre de conducteurs par angle spatial $d\beta$ de la circonférence du rotor est $\frac{N}{2\pi} d\beta$. Vu que $B_{\alpha 1}$ et $i_{\alpha 1}$ varient sinusoïdalement le long de la coordonnée spatiale,

$$B_{\alpha 1} = B_m \sin \beta p \quad \text{et} \quad i_{\alpha 1} = I_{2m} \sin(\beta p - \psi_2);$$
$$B_{\alpha 1} i_{\alpha 1} = B_m I_{2m} \sin \beta p \cdot \sin(\beta p - \psi_2).$$

Le couple moteur total dû à tous les conducteurs du rotor situés sur un pas polaire de la machine est:

$$C_r = \int_0^{\frac{2\pi}{2p}} \frac{B_m \sin \beta p I_{2m} \sin(\beta p - \psi_2)\, lDN}{2 \cdot 2\pi} d\beta.$$

La valeur moyenne du couple résultant créé par les conducteurs du rotor de tous les pôles :

$$C_{\text{moy}} = 2pC_r = \frac{2pB_m I_{2m} lDN}{2 \cdot 2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{p}} \sin \beta p \cdot \sin(\beta p - \psi_2)\, d\beta =$$

$$= \frac{2pB_m I_{2m} lDN}{2 \cdot 2\pi} \cdot \frac{1}{p} \left[\frac{\cos \psi_2}{2} \beta p - \frac{\sin(2\beta p - \psi_2)}{4} \right]_0^{\frac{\pi}{p}} =$$
$$= \frac{2pB_m I_{2m} lDN}{2 \cdot 2\pi} \cdot \frac{\pi}{2p} \cos \psi_2 = p \frac{B_m lD}{p} \frac{I_{2m} N}{4} \cos \psi_2.$$

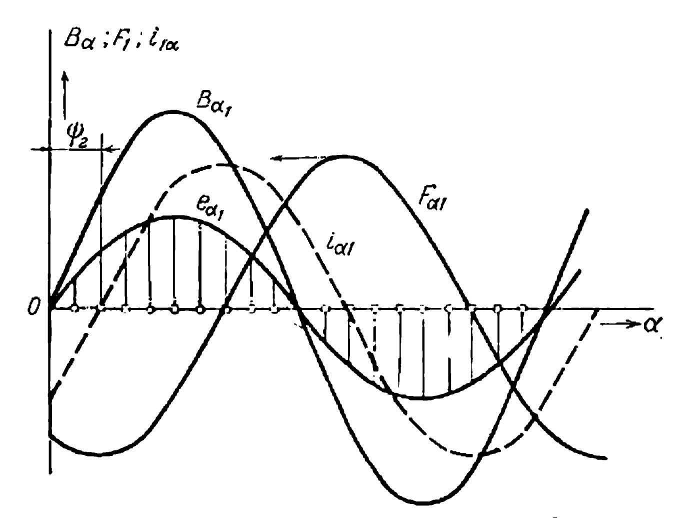


Fig. 20-2. Courbes de répartition de l'induction, de la F.É.M. et des courants rotoriques le long de l'entrefer.

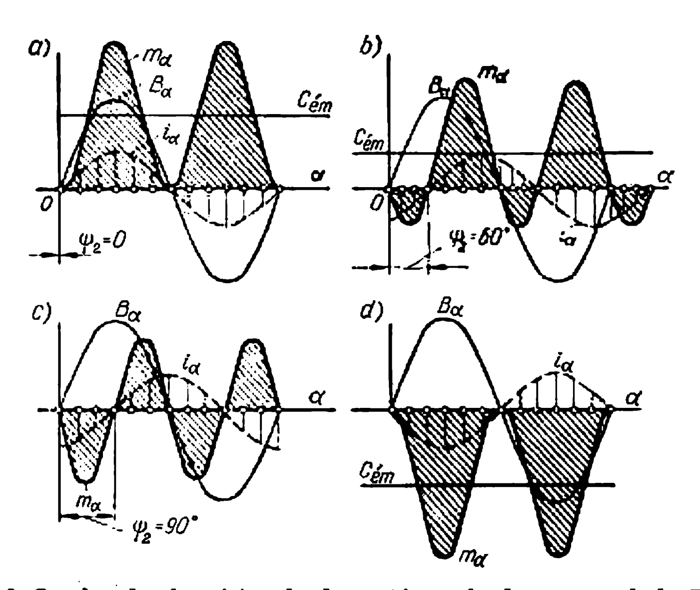


Fig. 20-3. Courbes de répartition des harmoniques fondamentaux de la F.M.M., du courant et de l'induction le long de l'entrefer.

En tenant compte du fait que

$$I_{2m} = I_2\sqrt{2}; \quad B_m = B_{moy} \cdot \frac{\pi}{2}; \quad D = \frac{2p\tau}{\pi},$$

on obtient:

$$\frac{B_m l D}{p} = B_{moy} l\tau = \Phi_m,$$

et le couple moyen, en introduisant $N = 2w_2m_2$, sera:

$$C_{moy} = \frac{1}{2\sqrt{2}} p\Phi_m I_2 N \cos\psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} m_2 p w_2 \Phi_m I_2 \cos\psi_2.$$

Cette expression est valable dans le cas où le rotor a un enroulement en cage d'écureuil pour lequel le coefficient de bobinage $k_{b2} = 1$. Si le rotor est bobiné son enroulement est équivalent à un enroulement en cage d'écureuil pour lequel le nombre de spires est:

$$w_2 k_{b2},$$

où

$$k_{b2} = k_{d2} k_{r2}.$$

Dans ce cas, pour les valeurs moyennes du couple d'une machine asynchrone on a:

$$C_{moy} = \frac{1}{\sqrt{2}} m_2 p w_2 k_{b2} \Phi_m I_2 \cos\psi_2.$$

La fig. 20-3, *a* représente la courbe de variation des couples élémentaires m_α le long de l'entrefer pour $\psi_2 \approx 0$, ce qui correspond aux faibles glissements ($g \approx 0{,}01$ à $0{,}02$). La courbe de la fig. 20-3,*b* correspond à $\psi_2 = 60°$, ce qui correspond à peu près à un glissement $g = 1$, c'est-à-dire au rotor immobile. La fig. 20-3, *c* correspond à $\psi_2 = 90°$ lorsque le couple résultant $C_{moy} = 0$. La fig. 20-3,*d* correspond au régime de fonctionnement en générateur aux faibles glissements.

On peut obtenir l'expression du couple électromagnétique C_{moy} par l'expression de la puissance électromagnétique $P_{ém}$ transmise du stator au rotor:

$$P_{ém} = m_2 E_2 I_2 \cos\psi_2 = C_{moy}\Omega_1 = C_{moy} \frac{2\pi f_1}{p},$$

d'où

$$C_{moy} = \frac{m_2 E_2 I_2 \cos\psi_2}{\frac{2\pi f_1}{p}} = \frac{p m_2 \pi \sqrt{2}\, \Phi_m w_2 k_{b2} f_1 I_2 \cos\psi_2}{2\pi f_1} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} m_2 p w_2 k_{b2} \Phi_m I_2 \cos\psi_2,$$

en tenant compte du fait que sur le schéma équivalent en T de la fig. 19-5 cela correspond à la puissance dégagée dans la résistance r_2'/g.

Le courant I''_2 du schéma équivalent en L (fig. 19-7, *b*) est:

$$I''_2 = \frac{U_1}{\sqrt{\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right)^2 + (X_1 + X_2)^2}} \qquad (20\text{-}22)$$

et le courant du schéma équivalent en T (fig. 19-5) selon l'égalité (19-26) est:

$$I'_2 = \sigma_1 I''_2 = \frac{\sigma_1 U_1}{\sqrt{\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right)^2 + (X_1 + X_2)^2}} . \qquad (20\text{-}23)$$

La variation du courant rotorique selon (20-23) est représentée sur la fig. 20-4, les courants correspondant au fonctionnement en

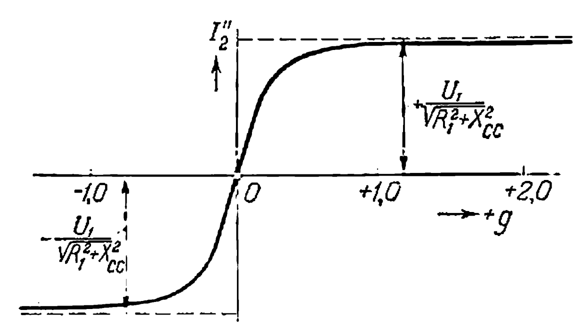


Fig. 20-4. Variation du courant rotorique I_2 en fonction du glissement g.

générateur ($g < 0$) étant représentés sous forme des grandeurs négatives. Il est évident que le courant I_2 est maximal pour $g = \pm\infty$.

Selon le schéma équivalent des fig. 19-4 et 19-5, l'expression de la puissance électromagnétique $P_{\text{ém}}$ peut être écrite sous la forme suivante:

$$P_{\text{ém}} = m_2 I_2^2 \frac{r_2}{g} = m_1 I_2'^2 \frac{r'_2}{g} = m_1 I_2''^2 \cdot \frac{R_2}{g} . \qquad (20\text{-}24)$$

En introduisant dans (20-24) la valeur de I''_2 tirée de (20-22), on obtient la puissance électromagnétique en fonction de la tension U_1, du glissement g et des paramètres de la machine:

$$P_{\text{ém}} = \frac{m_1 U_1^2 \frac{P_2}{g}}{\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right)^2 + (X_1 + X_2)^2} , \qquad (20\text{-}25)$$

et d'après (20-18) et (20-25) on trouve la valeur cherchée du couple électromagnétique sous la forme suivante:

$$C_{\text{ém}} = \frac{p m_1 \cdot U_1^2 \cdot \frac{R_2}{g}}{2\pi f_1 \left[\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right)^2 + (X_1 + X_2)^2\right]} . \qquad (20\text{-}26)$$

On pourrait obtenir l'expression (20-26) de la formule (20-21) vu que les pertes électriques dans le circuit secondaire sont:

$$p_{c2} = m_2 I_2^2 r_2 = m_1 I_2'^2 r_2' = m_1 I_2''^2 R_2. \quad (20\text{-}27)$$

Selon (20-26) $C_{ém} = 0$ pour $g = 0$ et pour $g = \pm \infty$. Lorsque $g < 0$ (fonctionnement en générateur) on a également $C_{ém} < 0$. De cette façon, la courbe $C_{ém} = f(g)$ pour $U_1 = \text{const}$ a la forme

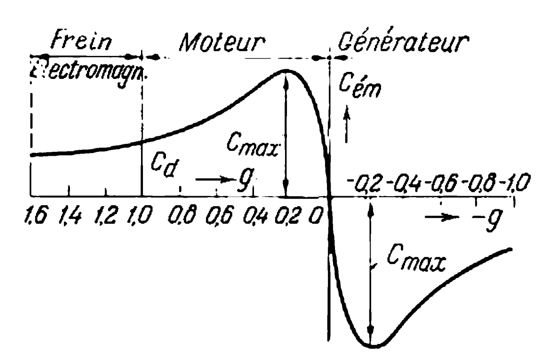


Fig. 20-5. Courbes $C = f(g)$ pour $U_1 = \text{const}$, $f = \text{const}$ et $r_0 = 0$.

représentée sur la fig. 20-5. Pour de grandes valeurs du glissement $C_{ém}$ diminue malgré l'accroissement de I_2 car $\cos\psi_2$ diminue alors rapidement.

Les expressions indiquées pour les couples lors de l'utilisation des unités du système SI donnent les valeurs du couple en newton-mètres. Pour obtenir les valeurs du couple en kilogrammètres, il faut encore diviser les valeurs obtenues par 9,81.

20-4. Relation entre le couple $C_{ém}$ et le glissement

La formule (20-26) est très importante. Lors de son analyse initiale nous considérons toutes les grandeurs y entrant, sauf le glissement g, comme étant constantes, car certaines d'entre elles (m_1, p, R_1, R_2, X_1 et X_2) sont déterminées par la construction de la machine et d'autres (U_1 et f_1) sont déterminées par le réseau alimentant le moteur.

Nous allons étudier le couple moteur de la machine depuis l'instant de son branchement sur le réseau, lorsque $g = 1$. Admettons que le couple $C_{ém}$ développé par le moteur lorsque $g = 1$ soit suffisant pour vaincre le couple de charge. Le moteur commencera à accélérer et augmentera sa vitesse jusqu'au moment où le couple moteur deviendra égal au couple résistant. Le démarrage s'achève alors et le moteur continue à marcher en régime permanent.

Lors de l'accroissement continu de la vitesse, le glissement du moteur pendant le démarrage diminue continuellement pour passer de $g = 1$ à une certaine valeur qui est une fraction régulière positive. Le nominateur et le dénominateur dans la formule (20-26) augmentent alors simultanément. Admettons que la résistance additionnelle dans le circuit rotorique $r_{ad} = 0$ et par conséquent $R_2 = \sigma_1^2 r_2'$. Dans ce cas, la relation $C_{ém} = f(g)$ a la forme de la courbe représentée sur la fig. 20-5. L'allure de cette courbe s'explique par le fait que les réactances X_1 et X_2 sont généralement plus grandes que les résistances R_1 et R_2. Pour cette raison lors de la mise en vitesse du moteur le nominateur de la formule (20-26) croît d'abord plus rapidement que le dénominateur et ensuite c'est le dénominateur qui devient dominant et le couple $C_{ém}$ diminue. Lors de la marche au synchronisme pour $g = 0$ le couple $C_{ém} = 0$.

Vu que la formule (20-26) a été déduite en partant des conditions générales, elle reste valable pour tous les régimes de fonctionnement d'une machine asynchrone. Lors du passage au fonctionnement en générateur le glissement change de signe ($g < 0$), par suite de quoi le couple $C_{ém}$ devient négatif, c'est-à-dire résistant. L'allure de la courbe du couple du générateur est la même que pour le moteur (partie de la courbe située à droite de l'axe des ordonnées sur la fig. 20-5), mais le maximum du couple est un peu plus grand (voir § 20-6). La courbe du couple lors du fonctionnement en frein électromagnétique ($g > +1$) représente le prolongement de la courbe du couple du moteur.

20-5. Couple électromagnétique maximal et puissance maximale

Les expressions (20-25) et (20-26) obtenues sur la base du schéma équivalent permettent de trouver les expressions pour le couple électromagnétique maximal C_{max} et pour la puissance électromagnétique maximale $P_{ém\,max}$ qui lui est proportionnelle en admettant que dans ces expressions toutes les grandeurs, sauf le glissement g, soient constantes.

Pour trouver le glissement $g = g_m$ qui correspond au maximum de $P_{ém}$ nous prenons la dérivée suivant g de l'expression (20-25) et la faisons égale à 0:

$$\frac{dP_{ém}}{dg} = \frac{m_1 U_1^2 \left\{ -\left[\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right)^2 + X_{cc}^2\right] \frac{R_2}{g^2} + \frac{R_2}{g}\, 2 \left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right) \frac{R_2}{g^2} \right\}}{\left[\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right)^2 + X_{cc}^2\right]^2} =$$

$$= \frac{m_1 U_1^2 \frac{R_2}{g^2} \left[-R_1^2 - X_{cc}^2 + \frac{R_2^2}{g^2} \right]}{\left[\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right)^2 + X_{cc}^2\right]^2} = 0.$$

Pour que la dérivée $\frac{dP_{\text{ém}}}{dg}$ devienne nulle il faut que le multiplicateur du numérateur placé entre crochets de l'expression précédente devienne nul :

$$-R_1^2 - X_{cc}^2 + \frac{R_2^2}{g_m^2} = 0,$$

d'où

$$\frac{R_2}{g_m} = \pm\sqrt{R_1^2 + X_{cc}^2}$$

et

$$g_m = \pm\frac{R_2}{\sqrt{R_1^2 + X_{cc}^2}}. \qquad (20\text{-}28)$$

Le signe « + » correspond au fonctionnement d'une machine asynchrone en moteur et le signe « — » correspond au fonctionnement de la machine en générateur asynchrone.

Dans les machines synchrones normales R_1 est de beaucoup inférieur à X_{cc} (R_1 est de 10 à 12 % de X_{cc}). Pour cette raison R_1^2 est tellement inférieur à X_{cc}^2 qu'on peut le négliger. Dans ce cas :

$$g_m \approx \frac{R_2}{X_{cc}} = \frac{R_2}{X_1 + X_2}.\,[1] \qquad (20\text{-}29)$$

En introduisant l'expression pour g obtenue selon (20-28) dans l'expression générale (20-25) pour $P_{\text{ém}}$, on trouve la puissance électromagnétique maximale :

$$P_{\text{ém max}} = \pm\frac{m_1U_1^2\sqrt{R_1^2 + X_{cc}^2}}{\left(R_1 \pm \sqrt{(R_1^2 + X_{cc}^2)^2 + X_{cc}^2}\right)} =$$

$$= \pm\frac{m_1U_1^2\sqrt{R_1^2 + X_{cc}^2}}{2\left[\pm R_1\sqrt{R_1^2 + X_{cc}^2} + (R_1^2 + X_{cc}^2)\right]} =$$

$$= \pm\frac{m_1U_1^2}{2\left(\pm R_1 + \sqrt{R_1^2 + X_{cc}^2}\right)}, \qquad (20\text{-}30)$$

où le signe « + » correspond aussi au fonctionnement en moteur et le signe « — » correspond à celui en générateur.

En négligeant dans l'expression (20-30) la grandeur R_1^2 en comparaison avec X_{cc}^2, on trouve l'expression approchée de la puissance

---

[1] Lors de l'analyse approchée des principes fondamentaux d'une machine asynchrone dans le premier chapitre pour Φ_m = const on a obtenu l'expression (1-9) : $g_m = \pm r_2/x_2$ qui diffère de l'expression (20-29). Cela est dû au fait que l'expression (1-9) a été obtenue pour un schéma équivalent en T à tension constante appliquée au circuit dérivé E_1 = const. Pour U_1 = const aux bornes primaires et respectivement pour $\Phi_m \neq$ const, ce qui correspond à un schéma équivalent en L, on tient compte dans le dénominateur non seulement de la réactance x_2 mais aussi de la réactance x_1, c'est-à-dire de la réactance totale de court-circuit $X_{cc} = X_1 + X_2$.

électromagnétique maximale :

$$P_{\text{ém max}} \approx \pm \frac{m_1 U_1^2}{2(\pm R_1 + X_{cc})}. \qquad (20\text{-}31)$$

Pour le couple électromagnétique maximal selon (20-30) et (20-31) on trouve :

$$C_{\max} = \pm \frac{pm_1 U_1^2}{2 \cdot 2\pi f_1 \left[\pm R_1 + \sqrt{R_1^2 + X_{cc}^2}\right]} \qquad (20\text{-}32)$$

ou approximativement :

$$C_{\max} \approx \pm \frac{pm_1 U_1^2}{4\pi f_1 (\pm R_1 + X_{cc})} = \pm \frac{m_1 U_1^2}{2\Omega_1 (\pm R_1 + X_{cc})} =$$

$$= \pm \frac{pm_1 U_1^2}{4\pi f_1 \sigma_1 (r_1 + x_1 + \sigma_1 x_2')}. \qquad (20\text{-}33)$$

Il résulte des formules indiquées que le couple maximal $C_{\max}$:

a) pour la fréquence donnée et les paramètres donnés de la machine est proportionnel au carré de la tension U_1^2 ;

b) ne dépend pas de la résistance du circuit secondaire (du rotor);

c) est obtenu pour un glissement qui est d'autant plus grand que le rapport $\frac{R_2}{X_{cc}}$ est plus grand et en particulier pour un glissement qui est d'autant plus grand que la résistance du circuit secondaire est plus grande;

d) pour la fréquence donnée est presque inversement proportionnel à la somme des réactances $(X_1 + X_2)$, c'est-à-dire qu'il est d'autant plus petit que les réactances de dispersion du circuit primaire et du circuit secondaire sont plus grandes.

Pour la valeur du couple $C_{\max}$ en fonction de la fréquence voir le § 20-8.

La valeur du couple $C_{\max}$ a une importance particulièrement grande lorsque la machine asynchrone fonctionne en moteur. Le couple maximal du moteur est souvent appelé couple renversant.

Le rapport $k_c = \frac{C_{\max}}{C_n}$ est appelé coefficient de capacité de surcharge d'un moteur asynchrone.

20-6. Couple de démarrage d'un moteur asynchrone

Le couple de démarrage du moteur C_d comme le couple $C_{\max}$ est l'une de ses caractéristiques les plus importantes. On obtient la valeur de C_d de la formule générale du couple (20-26) pour $g = 1$:

$$C_d = \frac{pm_1 U_1^2 R_2}{2\pi f_1 [(R_1 + R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2]} = \frac{pm_1 U_1^2 R_2}{2\pi f_1 (R_{cc}^2 + X_{cc}^2)}. \qquad (20\text{-}34)$$

Si nous voulons que le couple C_d soit maximal lors du démarrage il faut, comme cela résulte de l'expression (20-28), que :

$$R_2^2 = \sigma_1^2 (r_2' + r_{ad}')^2 = R_1^2 + X_{cc}^2 \qquad (20\text{-}35)$$

ou approximativement:

$$r_2' + r_{ad}' \approx x_1 + x_2'. \qquad (20\text{-}36)$$

On voit d'après les formules écrites plus haut que le couple C_d:

a) pour la fréquence donnée f_1 et les paramètres donnés de la machine est proportionnel au carré de la tension U_1^2;

b) atteint le maximum lorsque la résistance du circuit rotorique est égale à la réactance de dispersion de la machine;

c) toutes les autres conditions étant les mêmes, est d'autant plus petit que la réactance de dispersion X_{cc} est plus grande.

Pour la valeur du couple C_d en fonction de la fréquence voir le § 20-8.

Le couple C_d est généralement exprimé par la relation:

$$k_d = \frac{C_d}{C_n}.$$

Exemple 20-1.

Calculer les puissances et les couples d'un moteur asynchrone triphasé à rotor en court-circuit d'après les paramètres indiqués à l'exemple 19-1:

$$P_2 = 250 \text{ kW}; \quad \eta_n = 90\,\%, \quad \cos\varphi_n = 0{,}89,$$

$$U_1 = 3\,000 \text{ V}, \quad U_{1s} = 1\,730 \text{ V}, \quad I_{1n} = 60 \text{ A}; \quad 2p = 6,$$

$$P_1 = \frac{P_2}{\eta} = \frac{250}{0{,}9} = 278 \text{ kW},$$

pertes totales $\sum p = \dfrac{P_2(1-\eta)}{\eta} = \dfrac{250\cdot 0{,}1}{0{,}9} = 27{,}8$ kW,

$$R_1 = 0{,}7 \text{ ohm}, \quad R_2 = 0{,}795 \text{ ohm}, \quad X_{cc} = 5{,}83 \text{ ohms}.$$

Les pertes mécaniques sont prises comme égales à 0,7 % de P_1:

$$p_{méc} = 0{,}007\cdot 278 \approx 2 \text{ kW}.$$

Les pertes complémentaires selon les normes sont égales à 0,5 % de P_1:

$$p_{com} = 0{,}005\cdot 278 = 1{,}4 \text{ kW}.$$

La puissance mécanique totale

$$P_{méc} = P_2 + p_{méc} + p_{com} = 250 + 2{,}0 + 1{,}4 = 253{,}4 \text{ kW}.$$

Le courant rapporté du circuit principal du schéma équivalent

$$I_{2n}'' = \frac{I_1\cos\varphi_n - I_0\cos\varphi_0}{\cos\psi_2} = \frac{53{,}3 - 2{,}05}{0{,}985} = 52{,}0 \text{ A},$$

où

$$I_1\cos\varphi_n = 60\cdot 0{,}89 = 53{,}3 \text{ A},$$

$$I_0\cos\varphi_0 = 17{,}5\cdot 0{,}118 = 2{,}05 \text{ A},$$

$$\cos\psi_2 \text{ (préalablement)} = 0{,}985.$$

Les pertes dans le cuivre du circuit principal du schéma avec circuit à vide rapporté aux bornes

$$p_{c1} = 3\cdot I_2''^2\cdot R_1 = 3\cdot 52^2\cdot 0{,}7\cdot 10^{-3} = 5{,}67 \text{ kW}.$$

Les pertes dans le circuit principal secondaire

$$p_{c2}=3\cdot I_2''^2\cdot R_2=3\cdot 52^2\cdot 0{,}795\cdot 10^{-3}=6{,}46\ \text{kW}$$

La puissance électromagnétique à charge nominale

$$P_{\text{ém}}=P_{\text{méc}}+p_{c2}=253{,}4+6{,}46\approx 260\ \text{kW}.$$

Le glissement du moteur à charge nominale

$$g_n=\frac{p_{c2}}{P_{\text{ém}}}=\frac{6{,}46}{260}=0{,}0249.$$

La valeur

$$\frac{R_2}{g_n}=\frac{0{,}795}{0{,}0249}=31{,}9\ \text{ohms}.$$

La grandeur

$$\cos\psi_2=\frac{R_1+\frac{R_2}{g_n}}{\sqrt{\left(R_1+\frac{R_2}{g_n}\right)^2+X_{cc}^2}}=\frac{0{,}7+31{,}9}{\sqrt{(0{,}7+31{,}9)^2+5{,}83^2}}=\frac{32{,}6}{33{,}1}=0{,}985.$$

La vitesse de rotation du rotor

$$n=n_1(1-g_n)=1\,000\cdot(1-0{,}0249)=975{,}1\ \text{tr/mn}.$$

Le couple utile du moteur

$$C_{2n}=\frac{250\cdot 10^3}{2\cdot\pi\cdot\frac{975{,}1}{60}}=2\,450\ \text{N}\cdot\text{m},\quad C_{2n}=\frac{2\,450}{9{,}81}=250\ \text{kgf}\cdot\text{m}.$$

Le couple à vide

$$C_0=\frac{p_{\text{méc}}+p_{\text{com}}}{2\pi\cdot\frac{n}{60}}=\frac{3{,}4\cdot 10^3}{2\pi\cdot\frac{975{,}1}{60}}=33{,}3\ \text{N}\cdot\text{m}.$$

Le couple électromagnétique

$$C_{\text{émn}}=C_{2n}+C_0=2\,450+33{,}3=2\,483{,}3\ \text{N}\cdot\text{m}.$$

La puissance électromagnétique sous sa forme définitive

$$P_{\text{ém}}=\frac{3\cdot U_{1s}^2\cdot\frac{R_2}{g_n}}{\left(R_1+\frac{R_2}{g_n}\right)^2+X_{cc}^2}=\frac{3\cdot 1\,730^2\cdot 31{,}9\cdot 10^{-3}}{32{,}6^2+5{,}83^2}=261{,}5\ \text{kW}.$$

Le couple électromagnétique sous sa forme définitive

$$C_{\text{émn}}=\frac{P_{\text{ém}}}{2\pi n_1}=\frac{261{,}5\cdot 10^3}{2\pi\cdot\frac{1\,000}{60}}=2\,495\ \text{N}\cdot\text{m}.$$

D'après la formule (20-32) le couple maximal

$$C_{\max}=\frac{3\cdot 3\cdot 1\,730^2}{2\cdot 2\cdot\pi\cdot 50\,(0{,}7+\sqrt{0{,}7^2+5{,}83^2})}=6\,530\ \text{N}\cdot\text{m}.$$

De cette façon

$$\frac{C_{\max}}{C_{\text{émn}}}=\frac{6\,530}{2\,495}=2{,}62.$$

Le couple de démarrage d'après la formule (20-34)

$$C_d = \frac{m_1 U_{1s}^2 R_2}{\frac{2\pi f}{p}(R_{cc}^2 + X_{cc}^2)} = \frac{3 \cdot 3 \cdot 1\,730^2 \cdot 0{,}795}{2\pi \cdot 50 \cdot (1\,495^2 + 5{,}83^2)} = 1\,900 \text{ N·m}.$$

$$\frac{C_d}{C_{émn}} = \frac{1\,900}{2\,495} = 0{,}763.$$

Les pertes totales

$$\sum p = (p_{méc} + p_{com}) + 3 \cdot I_2''^2 R_{cc} + p_0 = 3{,}4 + 3 \cdot 52^2 \cdot 1{,}495 \cdot 10^{-3} + 11{,}68 = 27{,}2 \text{ kW},$$

où $p_0 = 11{,}68$ kW sont les pertes dans le circuit à vide du schéma équivalent.

$$\eta = \left(1 - \frac{27{,}2}{250 + 27{,}2}\right) \cdot 100 = (1 - 0{,}0983) \cdot 100 = 90{,}17\ \%.$$

Exemple 20-2.

De façon analogue calculons les puissances et les couples d'un moteur asynchrone triphasé à rotor bobiné d'après les paramètres indiqués à l'exemple 19-1.

Données initiales du moteur: $P_2 = 250$ kW; $\eta_n = 90$ %; $\cos\varphi_n = 0{,}875$; $U_1 = 3\,000$ V; $U_{1s} = 1\,730$ V; $I_n = 60$ A; $2p = 6$; $P_1 = 278$ kW; $\Sigma p = 27{,}8$ kW; $R_1 = 0{,}7$ ohm; $R_2 = 0{,}604$ ohm; $X_{cc} = 8{,}01$ ohms; $g_n = 0{,}019$.

D'après les formules utilisées pour le calcul d'un moteur à rotor en court-circuit on trouve:

$$\frac{R_2}{g_n} = \frac{0{,}604}{0{,}019} = 31{,}8 \text{ ohms},$$

$$\cos\psi_2 = \frac{0{,}7 + 31{,}8}{\sqrt{(0{,}7 + 31{,}8)^2 + (8{,}01)^2}} = \frac{32{,}5}{33{,}4} = 0{,}97,$$

$$I_1 \cos\varphi_n = 60 \cdot 0{,}875 = 53{,}5 \text{ A}, \quad I_0 \cos\varphi_0 = 17{,}5 \cdot 0{,}118 = 2{,}05 \text{ A},$$

$$I_{2n}'' = \frac{I_1 \cos\varphi_n - I_0 \cos\varphi_0}{\cos\psi_2} = \frac{53{,}5 - 2{,}05}{0{,}97} = 52 \text{ A},$$

$$P_{ém} = \frac{3 \cdot 1730^2 \cdot 31{,}8 \cdot 10^{-3}}{(0{,}7 + 31{,}8)^2 + (8{,}01)^2} = 259 \text{ kW},$$

$$C_{émn} = \frac{259 \cdot 10^3}{2\pi \cdot \frac{1\,000}{60}} = 2\,470 \text{ N·m},$$

$$C_{max} = \frac{3 \cdot 3 \cdot 1730^2}{2 \cdot 2 \cdot \pi \cdot 50\,(0{,}7 + \sqrt{0{,}7^2 + 8{,}01^2})} = 4920 \text{ N·m},$$

$$\frac{C_{max}}{C_{émn}} = \frac{4920}{2470} = 1{,}99.$$

(D'après les données électriques fournies par l'usine et concernant le moteur AM-6, 280 kW, 3 000 V le rapport $\frac{C_{max}}{C_{émn}} = 2{,}0$.)

$$\sum p = 3{,}4 + 3 \cdot 52^2 \cdot 1{,}304 \cdot 10^{-3} + 11{,}68 = 25{,}7 \text{ kW},$$

$$\eta = \left(1 - \frac{25{,}7}{250 + 25{,}7}\right) \cdot 100 = 90{,}65\ \%.$$

20-7. Relation entre le couple et la résistance du circuit rotorique

Si $r_{ad} = 0$ et par conséquent $R_2 = \sigma_1^2 r_2'$, le rapport $\frac{R_2}{X_{cc}}$ est généralement petit. Pour cette raison le couple $C_{ém}$ passe par son maximum pour des glissements relativement faibles $g = 0{,}12$ à $0{,}20$ (fig. 20-5). Mais le couple de démarrage C_d dans les moteurs à rotor bobiné qui ont une réactance de dispersion du rotor plus grande que celle des moteurs à rotor en court-circuit peut baisser au-dessous des limites admissibles pour les conditions de la mise en marche et le

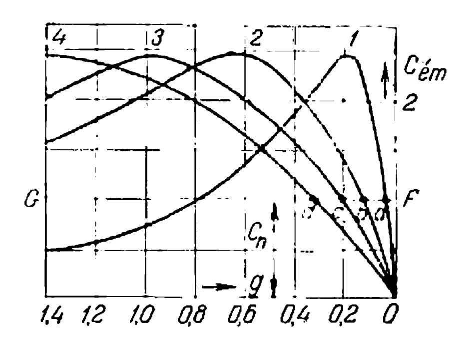


Fig. 20-6. Courbes $C = f(g)$ pour différentes valeurs de la résistance du circuit rotorique.

moteur ne décollera pas. Pour éviter cela il faut introduire dans le circuit du rotor bobiné une résistance additionnelle r_{ad}. Comme il en résulte des expressions (20-28) et (20-32), le maximum du couple ne change pas mais le glissement g_m augmente.

La fig. 20-6 représente 4 courbes du couple $C_{ém}$ correspondant à quatre valeurs différentes de la résistance additionnelle r_{ad}. La courbe *1* est obtenue pour $r_{ad} = 0$ et n'est autre que la courbe du couple de la fig. 20-5. La courbe *3* correspond à une telle valeur de r_{ad3} pour laquelle $\sigma_1^2 (r_2' + r_{ad}') = X_{cc}$; dans ce cas, $g_m = 1$, c'est-à-dire que le maximum du couple est obtenu à l'instant initial du démarrage. La courbe *2* correspond à la résistance $r_{ad2} < r_{ad3}$ et la courbe *4* correspond à la résistance $r_{ad4} > r_{ad3}$; dans ce dernier cas , le maximum du couple est obtenu pour des glissements $g_m > 1$, c'est-à-dire lorsque la machine fonctionne en frein électromagnétique.

Notons que lorsqu'on insère pendant le démarrage dans le circuit secondaire une résistance additionnelle, conformément à l'expression (20-22), on obtient en même temps une diminution du courant de démarrage.

Dans les chapitres XXIII et XXIV les courbes de la fig. 20-6 seront utilisées pour expliquer le démarrage des moteurs asynchrones à l'aide d'un rhéostat et le réglage de leur vitesse de rotation.

20-8. Relation entre le couple $C_{ém}$ et la fréquence f_1 pour $\frac{U_1}{f_1} = \text{const}$

La fréquence du réseau d'alimentation f_1 est généralement constante; mais dans certaines installations elle peut varier dans des limites déterminées à condition que la tension U_1 aux bornes du moteur change en fonction de la fréquence; le plus souvent la variation de U_1 et de f_1 a lieu de façon que $\frac{U_1}{f_1} = \text{const}$.

Pour expliquer ce que représentent dans ces conditions les courbes $C_{ém} = f(g)$ pour différentes fréquences nous allons utiliser les formules simplifiées (20-29) et (20-33). Selon la première d'entre elles le glissement g_m pour $R_2 = \text{const}$ varie à raison inverse de la fréquence. Autrement dit, dans les conditions indiquées le couple $C_{ém}$ passe par le maximum pour un glissement d'autant plus grand que la fréquence f_1 est plus petite. D'autre part, la valeur de C_{max} est influée par trois variables: U_1, f_1 et $X_{cc} = \sigma_1 x_1 + \sigma_1^2 x_2'$. Si nous négligeons R_1, la variation de U_1 sera compensée par une variation proportionnelle de f_1 et de X_{cc}, comme la formule (20-33) le montre. Dans ce cas, le couple C_{max} restera constant. En réalité il diminue un peu avec la diminution de la fréquence.

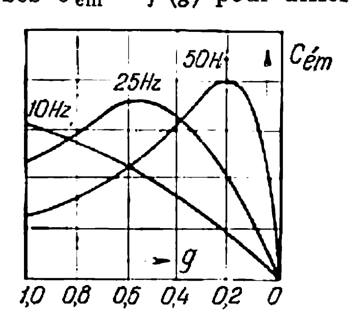


Fig. 20-7. Courbes $C_{ém} = f_1(g)$ pour $\frac{U_1}{f_1} = \text{const}$.

Tout ce que nous venons de dire est illustré par trois courbes des couples pour $f_1 = 50$, 25 et 10 Hz indiquées sur la fig. 20-7.

20-9. Formule de Kloss pour le couple moteur relatif

Lors de la solution des problèmes concernant la commande électrique il est important de déterminer la relation $C = f(g)$ suivant les données indiquées dans les catalogues des moteurs électriques. D'après ces données on peut généralement trouver la valeur du couple à charge nominale C_n, le glissement à cette charge g_n et la capacité de surcharge k_c à l'aide de laquelle on peut déterminer aussi le couple maximal à tension nominale: $C_{max} = k_c C_n$. Nous allons montrer qu'en partant de ces données on peut trouver la relation $C = f(g)$ si on peut admettre que les paramètres du moteur ne dépendent pas du glissement.

Les relations (20-26) et (20-32) déterminent la valeur du couple pour un glissement quelconque ainsi que la valeur du couple maximal.

En utilisant les relations (20-26) et (20-32) on obtient en adoptant seulement le signe « + » (marche en moteur) et en omettant l'indice « ém »:

$$\frac{C}{C_{\max}}=\frac{2\frac{R_2}{g}\left[R_1+\sqrt{R_1^2+X_{cc}^2}\right]}{\left(R_1+\frac{R_2}{g}\right)^2+X_{cc}^2}. \tag{20-37}$$

Selon (20-28) on a:

$$\sqrt{R_1^2+X_{cc}^2}=\frac{R_2}{g_m}.$$

En introduisant cette valeur de la racine carrée dans l'expression (20-37) on obtient:

$$\frac{C}{C_{\max}}=\frac{2R_2\left[R_1+\frac{R_2}{g_m}\right]}{\left[\left(\frac{R_2}{g_m}\right)^2+\left(\frac{R_2}{g}\right)^2+\frac{2R_1R_2}{g}\right]g}=$$

$$=\frac{2\frac{R_2^2}{g_m}\left[\frac{R_1}{R_2}g_m+1\right]}{\frac{R_2^2}{g_m}\left[\frac{g}{g_m}+\frac{g_m}{g}+2\frac{R_1}{R_2}g_m\right]}=\frac{2\left(1+\frac{R_1}{R_2}g_m\right)}{\frac{g}{g_m}+\frac{g_m}{g}+2\frac{R_1}{R_2}g_m}. \tag{20-38}$$

Dans les machines asynchrones sans résistance additionnelle dans le circuit rotorique on a généralement $r_1 \approx r_2$ et par conséquent $R_1 \approx R_2$. Pour cette raison, lorsqu'on ne peut pas déterminer de façon plus précise R_1/R_2, on peut admettre que:

$$\frac{C}{C_{\max}}=\frac{2(1+g_m)}{\frac{g}{g_m}+\frac{g_m}{g}+2g_m}. \tag{20-39}$$

En prenant dans les catalogues les valeurs de C_n, k_c et g_n, on peut de la formule (20-39) déterminer g_m et de cette façon déterminer la valeur relative du couple pour un glissement g quelconque.

Pour de faibles valeurs du glissement dans la gamme de charges normales on peut dans la formule (20-39) prendre en considération seulement $\frac{g_m}{g}$ et on a alors:

$$\frac{C}{C_{\max}}\approx\frac{2\cdot(1+g_m)}{g_m}g.$$

L'expression obtenue montre que dans la gamme de charges normales le couple C varie proportionnellement au glissement comme indiqué sur les fig. 20-5 et 20-6.

Si dans la formule (20-39) on néglige g_m dans le numérateur et $2g_m$ dans le dénominateur, on obtient la relation approchée utilisée parfois dans les calculs:

$$\frac{C}{C_{\max}}\approx\frac{2}{\frac{g}{g_m}+\frac{g_m}{g}}. \tag{20-40}$$

20-10. Puissance mécanique maximale

De la même façon que nous avons obtenu l'expression de la valeur maximale de la puissance électromagnétique $P_{\text{ém max}}$ on peut obtenir l'expression correspondante de la valeur maximale de la puissance mécanique $P_{\text{méc}}$ développée par le rotor d'une machine asynchrone.

Selon (20-19) et (20-20) la puissance mécanique est:

$$P_{\text{méc}} = \frac{1-g}{g} p_{c2} = \frac{1-g}{g} m_1 I_2''^2 R_2 \qquad (20\text{-}41)$$

ou en y introduisant la valeur de I_2'' selon le schéma équivalent en L de la fig. 19-7:

$$P_{\text{méc}} = \frac{1-g}{g} \frac{m_1 U_1^2 R_2}{\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right)^2 + X_{cc}^2}. \qquad (20\text{-}42)$$

Pour trouver le glissement $g = g_p$ qui correspond à la valeur maximale de $P_{\text{méc}}$ on prend la dérivée de $P_{\text{méc}}$ par rapport à g et on la fait égale à zéro:

$$\frac{dP_{\text{méc}}}{dg} = \frac{m_1 U_1^2 \left[-(R_1 + R_2)^2 - X_{cc}^2 + \left(-R_2 + \frac{R_2}{g_p} \right)^2 \right] \frac{R_2}{g^2}}{\left[\left(R_1 + \frac{R_2}{g} \right)^2 + X_{cc}^2 \right]^2} = 0.$$

Pour rendre nulle la dérivée $\frac{dP_{\text{méc}}}{dg}$ il faut rendre égal à zéro le multiplicateur du numérateur entre crochets:

$$-(R_1 + R_2)^2 - X_{cc}^2 + \left(-R_2 + \frac{R_2}{g_p} \right)^2 = 0,$$

d'où

$$\frac{R_2}{g_p} = R_2 \pm \sqrt{(R_1 + R_2)^2 + X_{cc}^2} = R_2 \pm z_{cc},$$

où

$$z_{cc} = \sqrt{(R_1 + R_2)^2 + X_{cc}^2} = \sqrt{R_{cc}^2 + X_{cc}^2}. \qquad (20\text{-}43)$$

Par conséquent:

$$g_p = \frac{R_2}{R_2 \pm z_{cc}}. \qquad (20\text{-}44)$$

Le signe « + » correspond au régime de fonctionnement d'une machine asynchrone en moteur et le signe « — » correspond au régime de fonctionnement en générateur.

En introduisant l'expression avec le signe « + » obtenue pour g_p dans l'expression générale (20-42) de la puissance $P_{\text{méc}}$, on obtient

que pour la marche en moteur la puissance mécanique maximale est :

$$P_{\text{méc max}}=\frac{m_1U_1^2R_2\left[\frac{R_2+z_{cc}}{R_2}-1\right]}{(R_{cc}+z_{cc})^2+X_{cc}^2}=\frac{m_1U_1^2z_{cc}}{2z_{cc}(R_{cc}+z_{cc})}$$

ou définitivement :

$$P_{\text{méc max}}=\frac{m_1U_1^2}{2(R_{cc}+z_{cc})}\,. \tag{20-45}$$

La puissance maximale sur l'arbre du moteur $P_{2\max}$ diffère de $P_{\text{méc max}}$ selon (20-45) de la valeur des pertes mécaniques et complémentaires.

Pour la marche en générateur, lorsqu'on utilise dans la formule (20-44) le signe « — », la puissance mécanique maximale dans le rotor sera :

$$P_{\text{méc max}}=-\frac{m_1U_1^2}{2(-R_{cc}+z_{cc})}\,. \tag{20-46}$$

Le signe « — » montre que cette puissance n'est pas fournie à l'arbre mais est livrée par celui-ci.

20-11. Couple moteur d'hystérésis

Les pertes dans le fer du rotor comprennent les pertes par hystérésis p_h et les pertes par courants de Foucault p_F. Les pertes par hystérésis varient proportionnellement à la fréquence du cycle d'aimantation du rotor $f_2 = f_1g$ tandis que les pertes par courants de Foucault sont proportionnelles au carré de cette fréquence. Si on désigne les valeurs de ces pertes à la fréquence f_1, c'est-à-dire au rotor immobile, par p_{h0} et p_{F0}, on a pour Φ_m const :

$$p_h=p_{h0}g\,; \tag{20-47}$$

$$p_F=p_{F0}g^2. \tag{20-48}$$

A ces pertes, comme aux pertes dans le cuivre du rotor p_{c2}, correspondent des couples moteurs électromagnétiques. En effet, les courants de Foucault prennent naissance par suite de l'induction par le champ tournant dans les tôles du rotor des F.É.M. et par leur nature ils ne diffèrent pas des courants dans l'enroulement rotorique. Par suite de l'hystérésis dans les tôles du rotor la variation du champ magnétique dans ce dernier retarde et lors de la marche en moteur la direction des lignes d'induction dans l'entrefer n'est pas radiale mais dévie à la surface du rotor dans le sens opposé à celui du mouvement (fig. 20-8), ce qui engendre un couple moteur qui agit dans le sens de rotation. Il est donc positif. Lors du fonctionnement en générateur le signe du couple dû à l'hystérésis change.

Conformément à la formule (20-21) le couple d'hystérésis C_h et le couple moteur dû aux courants de Foucault C_F sont:

$$C_h = \frac{p_h}{g\Omega_1} = \frac{p_{h0}}{\Omega_1}, \tag{20-49}$$

$$C_F = \frac{p_F}{g\Omega_1} = \frac{g p_{F0}}{\Omega_1}. \tag{20-50}$$

Ainsi, la valeur du couple d'hystérésis C_h ne dépend pas du glissement. Ce couple pour Φ_m = const est constant en grandeur et

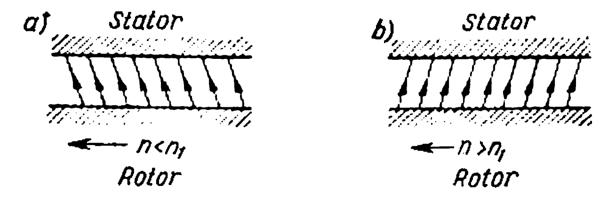


Fig. 20-8. Naissance du couple d'hystérésis en régime moteur (*a*) et en régime générateur (*b*).

change de signe pour $g = 0$. Le couple dû aux courants de Foucault C_F varie proportionnellement au glissement.

Les deux couples C_h et C_F agissent sur le moteur de la même façon que le couple électromagnétique principal et pour cette raison ce sont des couples utiles

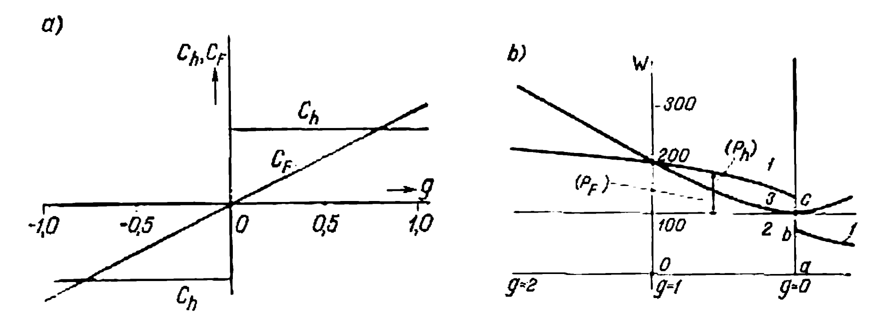


Fig. 20-9. Couples moteurs (*a*) et pertes (*b*) dus à l'hystérésis et aux courants de Foucault.

La fig. 20-9, *a* représente les relations $C_h = f(g)$ et $C_F = f(g)$. Le couple C_F dans la gamme des régimes normaux est très petit. Le couple C_h dans certaines machines dont les rotors sont en acier non magnétique a une valeur plus notable.

L'essai à vide permet de déterminer la somme des pertes dans le cuivre du stator p_{c1}, les pertes dans le fer du stator p_{f1}, les pertes complémentaires lors de la marche à vide $p_{com\,0}$ et les pertes méca-

niques $p_{\text{méc}}$:

$$P_0 = p_{c1} + p_{f1} - p_{\text{com}\,0} + p_{\text{méc}}.$$

Vu que les pertes dans le cuivre du stator lors de la marche à vide:

$$p_{c1} = 3I_0^2 r_1,$$

pour I_0 et r_1 connus on détermine la somme des pertes:

$$p_{f1} + p_{\text{com}\,0} + p_{\text{méc}} = P_0 - p_{c1}.$$

Si l'on détermine P_0 pour différentes tensions, vu que p_{f1} et $p_{\text{com}\,0}$ sont proportionnelles à B^2 et par conséquent à U_1^2, les pertes mécaniques peuvent être déterminées d'après les valeurs de P_0 pour deux valeurs de U_1:

$$a = P_0' - p_{c1}' = (p_{f1}' + p_{\text{com}\,0}') + p_{\text{méc}},$$

$$b = P_0'' - p_{c1}'' = (p_{f1}'' + p_{\text{com}\,0}'') + p_{\text{méc}} = (p_{f1}' + p_{\text{com}\,0}')\left(\frac{U_1''}{U_1'}\right)^2 + p_{\text{méc}},$$

d'où

$$c = p_{f1}' + p_{\text{com}\,0}' = \frac{b-a}{\left(\frac{U_1''}{U_1'}\right)^2 - 1}$$

et par conséquent $p_{\text{méc}} = a - c$.

La fig. 20-9, *b* donne la courbe *1* de la puissance prise au réseau, déterminée lors de l'entraînement par un moteur primaire d'une machine asynchrone à rotor bobiné de 5 kW branchée sur le réseau. La droite *2* donne la somme des pertes dans le cuivre et dans le fer du stator. La différence entre les courbes *1* et *2* donne la somme des pertes par hystéréris et par courants de Foucault dans le rotor. La différence entre les courbes *3* et *2* donne la puissance p_F qui correspond aux courants de Foucault dans le rotor et la différence entre les courbes *1* et *3* donne la puissance p_h qui correspond au couple d'hystérésis.

Dans les machines asynchrones normales les couples C_h et C_F ne sont généralement pas pris en considération lors du calcul mais dernièrement les moteurs dits à hystérésis de faible puissance jusqu'à 200 W trouvent un emploi de plus en plus large. Le rotor d'un tel moteur est rond, ne comporte pas d'enroulements et est fabriqué en tôles d'acier à large cycle d'hystérésis. Le démarrage a lieu sous l'influence du couple d'hystérésis et du couple dû aux courants de Foucault. Sous l'influence du couple d'hystérésis le moteur arrive au synchronisme et fonctionne ensuite comme un moteur synchrone. Le rendement d'un moteur de 200 W atteint 80 %.

Le moteur à hystérésis trouve son emploi dans les mécanismes d'horlogerie et dans ceux d'avancement de la bande magnétique, dans les appareils d'enregistrement et de reproduction du son, etc. Le plus souvent ces moteurs sont monophasés et pour le démarrage on utilise un des modes connus de lancement des moteurs monophasés (voir § 25-4).

20-12. Couples parasites d'un moteur asynchrone

En plus du couple principal créé par les premiers harmoniques du flux et du courant, dans un moteur asynchrone prennent naissance plusieurs couples complémentaires ou parasites qui dans des conditions déterminées peuvent perturber le fonctionnement du moteur ou même le rendre impossible.

On distingue les couples parasites suivants:

a) les couples asynchrones créés par les harmoniques supérieurs de F.M.M., y compris les harmoniques de denture;

b) les couples synchrones qui prennent naissance à une certaine vitesse et à un rapport déterminé entre le nombre d'encoches du stator et le nombre d'encoches du rotor Z_1 et Z_2;

c) les couples de vibration déterminés également par le rapport défavorable des nombres d'encoches Z_1 et Z_2.

De plus, les harmoniques supérieurs de tension (temporaires) exercent également une certaine influence sur le fonctionnement d'un moteur asynchrone mais on peut ne pas en tenir compte, car cette influence est généralement petite.

Nous considérerons que les propriétés des harmoniques spatiaux et des harmoniques de denture sont connues (chapitre IV) et nous envisagerons seulement les moteurs à cage d'écureuil, car l'existence des couples parasites influe beaucoup sur leur fonctionnement.

20-13. Couples parasites asynchrones

En parlant d'un moteur asynchrone nous avons montré (§ 19-3) que les premiers harmoniques des F.M.M. du stator et du rotor tournent toujours dans le même sens et à la même vitesse n_1 et que la vitesse de l'harmonique principal de la F.M.M. du rotor se compose de la vitesse $n_1 - n$ (sa rotation par rapport au rotor) et de la vitesse de rotation du rotor n.

Nous allons généraliser cette notion de l'interdépendance des F.M.M. du stator et du rotor aux harmoniques de la F.M.M. d'un ordre quelconque. Si le premier harmonique de la F.M.M. du stator tourne à la vitesse n_1, l'harmonique du ν-ème ordre de la F.M.M. du stator tourne à la vitesse $n_{1\nu} = \pm n_1/\nu$. Le signe « + » se rapporte à la F.M.M. qui tourne dans le même sens qui l'harmonique principal et le signe « — » se rapporte à la F.M.M. qui tourne en sens inverse. Pour abréger nous appellerons les premières F.M.M. directes et les secondes F.M.M., inverses.

Le glissement qui correspond à l'harmonique donné est:

$$g_\nu = \frac{\pm n_{1\nu} - n}{\pm n_{1\nu}} = 1 \pm \frac{n_1 - (n_1 - n)}{\frac{n_1}{\nu}} = 1 \pm (1 - g)\,\nu, \qquad (20\text{-}51)$$

où g est le glissement du rotor par rapport à l'harmonique principal de la F.M.M. ou simplement le glissement principal.

La fréquence du courant induit dans le rotor par le flux du ν-ème harmonique de la F.M.M. du stator est déterminée d'après la formule (19-2):

$$f_{2\nu} = f_1 g_\nu = f_1 [1 \pm (1-g)\nu]. \tag{20-52}$$

Vu que $n_{1\nu} = \pm \frac{n_1}{\nu}$, le ν-ème harmonique de la F.M.M. du rotor tourne par rapport au rotor à la vitesse

$$n_{2\nu} = \pm \frac{n_1}{\nu} - n. \tag{20-53}$$

Par conséquent, la vitesse de rotation du ν-ème harmonique du rotor dans l'espace est:

$$n_{2\nu} + n = \pm \frac{n_1}{\nu} - n + n = \pm \frac{n_1}{\nu}, \tag{20-54}$$

c'est-à-dire qu'elle est égale à la vitesse de rotation du ν-ème harmonique de la F.M.M. du stator.

Nous pouvons donc calculer les couples asynchrones créés par les harmoniques supérieurs de la F.M.M. d'après la formule (20-26) en y introduisant les valeurs qui correspondent à l'harmonique donné.

L'action des couples parasites asynchrones dépend du sens de rotation de l'harmonique de la F.M.M.

Examinons d'abord l'action du ν-ème harmonique direct de la F.M.M. Nous savons que la vitesse de rotation au synchronisme d'un tel harmonique est $n_{1\nu} = \frac{n}{\nu}$. Ceci correspond au glissement

$$g = \frac{n_1 - \frac{n_1}{\nu}}{n_1} = 1 - \frac{1}{\nu}.$$

Dans les limites de variation du glissement depuis $g = 1$ jusqu'à $g = 1 - \frac{1}{\nu}$ le rotor tourne à une vitesse inférieure à celle de l'harmonique et dans les limites comprises entre $g = 1 - \frac{1}{\nu}$ et $g = 0$ il tourne à une vitesse supérieure. Dans la première zone le ν-ème harmonique de la F.M.M. crée un couple moteur et dans la seconde zone il crée un couple générateur, donc résistant. Le couple moteur de l'harmonique s'ajoute au couple principal tandis que le couple générateur en est retranché. Sur la fig. 20-10 la courbe *1* représente le couple principal et la courbe *2* représente le couple dû au 7-ème harmonique.

Examinons maintenant l'action des harmoniques inverses des F.M.M. Vu que lors du fonctionnement en moteur le rotor tourne dans le sens opposé au sens de rotation de ces harmoniques, le moteur asynchrone représente par rapport à ces harmoniques un frein élec-

tromagnétique. Pour tous les glissements compris entre $g = 1$ et $g = 0$ les harmoniques inverses de la F.M.M. créent donc des couples résistants, comme le montre la courbe *3* du couple créé par le 5-ème harmonique inverse. Mais si nous faisons tourner le rotor dans le sens opposé au sens de rotation de la F.M.M. principale, c'est-à-dire dans le même sens que l'harmonique inverse, pour le glissement $g = 1 + \frac{1}{\nu}$ qui correspond à la rotation synchrone du rotor dans le flux de cet harmonique, son couple passera par zéro et ensuite pour $g > 1 + \frac{1}{\nu}$ il aura des valeurs positives.

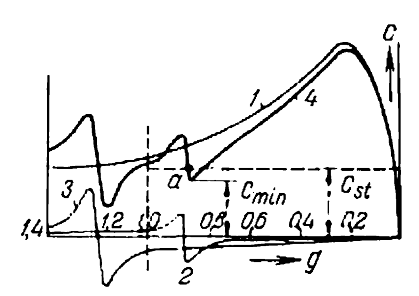


Fig. 20-10. Influence des couples asynchrones des harmoniques supérieurs de la F.M.M. du stator sur la courbe du couple moteur.

En additionnant sur la fig. 20-10 les ordonnées des courbes *1*, *2* et *3*, on obtient la courbe *4* du couple résultant du moteur. Nous voyons que cette courbe a deux creux: l'un pour $g = 1 - \frac{1}{7} = \frac{6}{7}$ et l'autre pour $g = 1 + \frac{1}{5} = 1{,}2$. C'est le premier creux qui est très important. En effet, si le couple statique C_{st} est plus grand que le couple moteur minimal C_{min}, lors de la mise en vitesse le moteur atteindra le point *a* mais ne passera pas par le creux de la courbe du couple et par conséquent fonctionnera de façon stable à une vitesse de beaucoup inférieure à celle nominale en absorbant un courant beaucoup plus grand que le courant nominal.

20-14. Harmoniques de denture

Parmi les harmoniques du stator que créent des couples asynchrones il faut noter les harmoniques de denture, c'est-à-dire ceux qui dans le cas général sont de l'ordre $\nu_{d1} = k \frac{Z_1}{p} \pm 1$ (§ 2-4), où k est un nombre entier positif quelconque. L'harmonique de denture pour $k = 1$ est considéré comme l'harmonique fondamental et les autres sont considérés comme des harmoniques supérieurs. On peut négliger les harmoniques de denture supérieurs.

La valeur dominante des harmoniques de denture du stator, en ce qui concerne la création des couples asynchrones parasites, est due surtout au fait que pour les harmoniques de denture le coefficient de répartition de l'enroulement est égal au coefficient de répartition du premier harmonique [formule (2-15)] tandis que pour les harmoniques de la F.M.M. des ordres supérieurs il est beaucoup plus petit. Cependant, comme le montre une analyse plus détaillée, la valeur du couple parasite asynchrone dépend surtout du rapport $\left(\frac{k_{b\nu}}{k_{b1}}\right)^2$, où k_{b1} et $k_{b\nu}$ sont les facteurs de bobinage pour le premier et le ν-ème harmonique. De cette façon, pour les harmoniques de denture le rapport indiqué est plus grand que pour les autres harmoniques, ce qui explique l'importance dominante des harmoniques de denture.

L'action des harmoniques de denture du stator et les couples créés par ces harmoniques peuvent être réduits considérablement par le choix convenable du nombre d'encoches du rotor Z_2. Une analyse spéciale montre qu'il faut pour cela que

$$Z_2 \leqslant 1{,}25 \cdot \left(\frac{Z_1}{p} \pm 1\right) p \leqslant 1{,}25\,(Z_1 \pm p). \qquad (20\text{-}55)$$

20-15. Couples synchrones

Dans le cas général, on entend par couple synchrone un couple qui prend naissance à une certaine vitesse du rotor par suite de l'interaction des harmoniques de même ordre du stator et du rotor, c'est-à-dire pour $\nu_1 = \nu_2$ et pour une vitesse du rotor telle que ces harmoniques tournent au synchronisme. En particulier, une importance primordiale en revient aux couples synchrones qui prennent naissance lors de l'existence des harmoniques de denture statorique et rotorique de même ordre, c'est-à-dire pour

$$\nu_{d1} = \nu_{d2}. \qquad (20\text{-}56)$$

En admettant que $k=1$ (voir § 20-14), on a:

$$\frac{Z_1}{p} \pm 1 = \frac{Z_2}{p} \pm 1.$$

Les couples synchrones existent donc pour

$$Z_1 = Z_2; \quad Z_1 - Z_2 = \pm 2p. \qquad (20\text{-}57)$$

Pour cette raison il faut éviter ces rapports entre le nombre d'encoches du stator et le nombre d'encoches du rotor. D'ailleurs, le cas $Z_1 = Z_2$ ne se rencontre pratiquement pas, car le collage qui a lieu alors avec un rotor immobile est connu depuis longtemps.

La fig. 20-11,*a* et *b* donne les courbes des couples d'un moteur tétrapolaire à nombre d'encoches $Z_1 = 24$ et $Z_2 = 24 \pm 4 = 28$ ou 20.

20-16. Couples de vibration

Lors de la rotation du rotor ses dents se déplacent par rapport aux dents du stator. Il en résulte des variations périodiques de l'induction magnétique dans les dents du stator et dans celles du rotor, variations qui donnent naissance à différents phénomènes

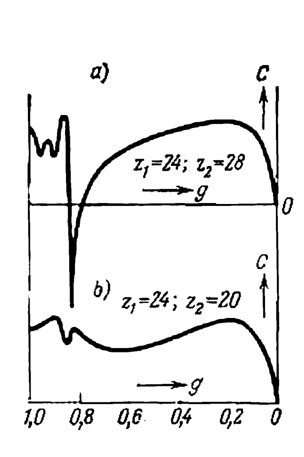


Fig. 20-11. Courbes des couples pour $2p = 4$:
a) $Z_1 = 24$, $Z_2 = 28$; b) $Z_1 = 24$, $Z_2 = 20$.

Fig. 20-12. Couples de vibration pour $2p = 4$:
$Z = 24$, $Z_2 = 24 + 1$ et $Z_1 = 24 \pm (1 + 4)$.

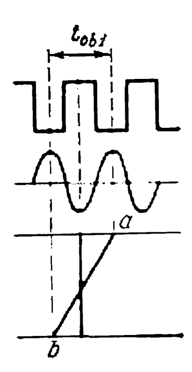


Fig. 20-13. Influence de l'inclinaison des encoches sur les harmoniques de denture de la F.É.M.

acoustiques tels que bourdonnement, sifflement, etc. De plus, au point où les axes des dents du stator et du rotor coïncident il apparaît, suivant la circonférence du stator, une force d'attraction unilatérale entre le stator et le rotor. Lors de la rotation du rotor cette force se déplace dans l'entrefer à une vitesse déterminée, faisant vibrer le rotor. Pour une certaine vitesse du rotor ces vibrations peuvent se trouver en résonance avec les oscillations propres (mécaniques) du rotor. Si ce phénomène s'amplifie fortement, il peut rendre le fonctionnement du moteur impossible. L'analyse montre que les couples de vibration prennent naissance lorsque

$$Z_1 - Z_2 = \pm 1 \pm 2p. \qquad (20\text{-}58)$$

Certaines études montrent que les relations entre les nombres d'encoches pour lesquelles

$$0{,}5 \cdot (Z_1 - Z_2) = \pm 1 \pm 2p$$

ou

$$Z_1 - Z_2 = \pm 2 \pm 4p \qquad (20\text{-}59)$$

ne sont pas désirables.

Vu que $Z_1 = 2pm_1q_1$, lorsque q_1 est un nombre entier, Z_1 est un nombre pair. Dans ce cas, la condition (20-58) nous amène à la conclusion que les nombres impairs d'encoches du rotor sont indésirables, ce qui a été prouvé par l'expérience.

La fig. 20-12,*a*, *b*, *c* donne les courbes des couples pour $Z_1 = 24$; $Z_2 = 24 + 1$; $Z_2 = 24 \pm (1 + 4)$ pour $2p = 4$.

20-17. Mesures prises pour éliminer les couples parasites

Il résulte de tout ce que nous venons de dire qu'un moteur asynchrone représente, pour ainsi dire, une série de moteurs asynchrones et synchrones complémentaires qui se trouvent sur un même arbre avec le moteur principal. Comme nous l'avons déjà vu, ces moteurs complémentaires peuvent perturber les conditions de fonctionnement du moteur principal ou même le rendre impossible. Pour cette raison les couples parasites d'un moteur asynchrone doivent être éliminés dans la mesure du possible.

Pour éliminer les couples parasites asynchrones de la façon la plus simple il faut réduire les harmoniques de la F.M.M. de l'enroulement statorique. A cette fin on utilise les enroulements à pas raccourci et à nombre entier d'encoches par pôle et par phase. Les enroulements à nombre fractionnaire d'encoches forment des systèmes de F.M.M. répartis de façon non symétrique suivant la circonférence du stator ou contribuent à la naissance de bruits dans le moteur. Pour cette raison les enroulements à nombre fractionnaire d'encoches sont rarement utilisés dans les machines asynchrones à la différence des machines synchrones. Le nombre d'encoches du rotor doit satisfaire à la condition déterminée par la formule (20-55).

L'inclinaison des encoches du rotor ou du stator est un moyen très efficace de lutte contre les couples parasites asynchrones.

On fait l'inclinaison des encoches du rotor égale au pas de denture du stator t_{s1} ou à un pas réduit jusqu'à $t_{ob1} \frac{Z_1}{Z_1 + p}$. Dans le premier cas, nous neutralisons en partie l'action des harmoniques de denture direct et inverse de l'ordre $\frac{Z_1}{p} \pm 1$ et dans le second cas, nous supprimons l'effet de l'harmonique direct le plus dangereux $\frac{Z_1}{p} + 1$. En effet, nous pouvons déterminer le coefficient d'inclinaison de l'encoche d'après la formule (3-1) en y introduisant les valeurs suivantes: $\nu = \frac{Z_1}{p}$ ou $\nu = \frac{Z_1}{p} + 1$; $c = t_{ob1}$ ou $c = t_{ob1} \frac{Z_1}{Z_1 + p}$. Dans les deux cas, le coefficient d'inclinaison des encoches k_{ob} et,

par conséquent, les F.É.M. induites par les harmoniques de denture sont nuls. C'est ce que montre la fig. 20-13. Le conducteur *ab* du rotor est incliné de t_{ob1} et dans le conducteur sont induites des F.É.M. qui se compensent mutuellement.

Lorsque les encoches du stator sont inclinées on prend l'inclinaison égale au pas de denture du rotor t_{ob2} et on obtient les mêmes résultats.

Sur la fig. 20-14 la courbe *1* représente le couple du moteur sans inclinaison des encoches et la courbe *2* représente le couple de

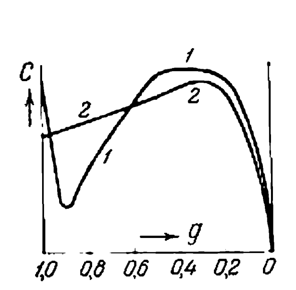


Fig. 20-14. Courbes des couples pour des encoches droites (*1*) et des encoches inclinées (*2*).

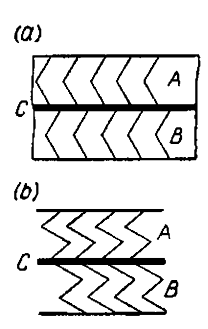


Fig. 20-15. Inclinaison des encoches rotoriques en zigzag.

moteur avec inclinaison des encoches. Il est facile de voir que l'inclinaison des encoches a un effet très favorable en ce qui concerne les couples parasites.

Pour rendre le moteur plus silencieux encore on utilise, au lieu des encoches inclinées suivant une droite, des encoches inclinées en zigzag (fig. 20-15, *a* et *b*). Le rotor est alors divisé suivant sa longueur en deux parties *A* et *B* de façon que les encoches d'une partie soient décalées par rapport aux encoches de l'autre partie ; les extrémités voisines des deux moitiés de l'enroulement sont connectées à un anneau commun *C*.

Mais on ne doit pas perdre de vue que l'inclinaison des encoches revient à diminuer le facteur de bobinage. Elle augmente la dispersion dans le moteur et pour cette raison rend les caractéristiques du moteur, en particulier son cos φ et la capacité de surcharge, plus mauvaises, ce que l'on voit également sur la fig. 20-14.

L'accroissement de l'entrefer a également une influence positive sur la diminution des couples parasites. De ce fait les pertes complémentaires dans le moteur diminuent aussi. Mais l'accroissement de l'entrefer provoque un accroissement du courant à vide et une diminution du cos φ du moteur. Pour cette raison ce n'est que dans les moteurs à sécurité augmentée qu'on réalise l'entrefer un peu plus grand que d'habitude.

Pour éliminer les couples synchrones et les couples de vibration il faut choisir convenablement les nombres d'encoches du stator et du rotor. En tenant compte de tout ce que nous avons dit précédemment à ce sujet, on obtient les relations indésirables entre Z_1 et Z_2:

$$Z_1-Z_2=\pm 2p; \quad Z_1-Z_2=\pm 1\pm 2p; \quad Z_1-Z_2=\pm 2\pm 4p.$$

De plus, il est désavantageux d'avoir le nombre impair d'encoches au rotor. Le choix du nombre d'encoches du rotor est donc dans son ensemble un problème relativement complexe qu'on ne peut résoudre que par l'expérience.

A titre d'exemple nous indiquerons les nombres favorables d'encoches du rotor Z_2 pour les moteurs tétrapolaires sans inclinaison des encoches:

pour $Z_1=24$

$$Z_2=18,\ 30,\ 34 \text{ et } 38;$$

pour $Z_1=36$

$$Z_2=10,\ 14,\ 22,\ 26,\ 30,\ 42,\ 46,\ 50,\ 54 \text{ et } 58;$$

pour $Z_1=48$

$$Z_2=10,\ 14,\ 18,\ 30,\ 34,\ 42,\ 54,\ 58,\ 62 \text{ et } 66.$$

L'influence favorable des nombres indiqués d'encoches du rotor est confirmée par l'expérience.

20-18. Caractéristiques de service d'un moteur asynchrone

De la même façon que pour un moteur synchrone nous entendons par caractéristiques de service d'un moteur asynchrone:

$$n,\ C,\ \eta \text{ et } \cos\varphi=f(P_2) \text{ pour } U_1=\text{const et } f_1=\text{const}.$$

De plus, parmi les caractéristiques importantes il faut noter le coefficient de capacité de surcharge k_c et pour les moteurs à rotor en court-circuit, les rapports du courant de démarrage au courant nominal et du couple de démarrage au couple nominal.

a) Vitesse de rotation du moteur $n = f(P_2)$. Il résulte de la formule du glissement (1-3) que

$$n=n_1(1-g). \tag{20-60}$$

D'autre part, selon la formule (20-20):

$$g=\frac{p_{c2}}{P_{\text{ém}}}. \tag{20-61}$$

De cette façon, le glissement d'un moteur asynchrone est numériquement égal au rapport des pertes dans l'enroulement rotorique p_{c2} à la puissance électromagnétique $P_{ém}$ développée par le moteur.

Lors de la marche à vide les pertes p_{c2} sont très petites par rapport à la puissance $P_{ém}$; pour cette raison $g \approx 0$ et $n \approx n_1$. Au fur et à mesure de l'accroissement de la charge le rapport (20-61) croît mais pour assurer un rendement élevé du moteur il se trouve entre des limites très étroites. Généralement à charge nominale $\frac{p_{c2}}{P_{ém}} \approx \frac{p_{c2}}{P_2} = 1{,}5$ à 5 %. Le chiffre inférieur se rapporte aux moteurs de puissance plus grande et le chiffre supérieur se rapporte

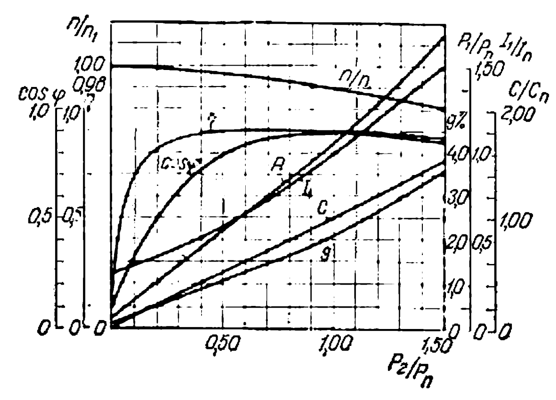


Fig. 20-16. Caractéristiques d'un moteur asynchrone à rotor en court-circuit de 50 kW, 220/380 V, 1 470 tr/mn construites en unités relatives.

aux moteurs de faible puissance comprise entre 3 et 10 kW. La relation $n = f(P_2)$ représente une courbe très faiblement inclinée par rapport à l'axe des abscisses (fig. 20-16). Nous voyons que le moteur asynchrone a une caractéristique analogue à celle d'un moteur à courant continu à excitation en dérivation.

b) Relation $C = f(P_2)$. En régime permanent $C = C_2 + C_0$ où C_2 est le couple résistant utile et C_0 est le couple à vide. Vu que lors de la variation de la charge entre la marche à vide et à charge nominale la vitesse de rotation d'un moteur asynchrone reste presque constante, la caractéristique $C = f(P_2)$ est presque rectiligne (fig. 20-16).

c) Pertes dans un moteur asynchrone et son rendement. Les moteurs asynchrones ont les mêmes pertes que les autres moteurs électriques, c'est-à-dire les pertes mécaniques, les pertes dans le cuivre, les pertes dans le fer et les pertes complémentaires.

Les principales formes de pertes dans une machine asynchrone sont déterminées d'après les formules analogues à celles indiquées

dans les chapitres précédents (voir tome I, chapitre VII; tome II, § 20-11, § 11-8). Mais les pertes complémentaires forment un groupe de pertes spécial. Ce sont : a) les pertes complémentaires dans le cuivre et b) les pertes complémentaires dans le fer. Pour une tension sinusoïdale aux bornes du moteur les pertes complémentaires dans le cuivre prennent naissance partiellement sous l'influence des harmoniques supérieurs de la F.M.M. et partiellement sous l'effet de déplacement du courant.

Les pertes complémentaires dans le cuivre dues aux harmoniques supérieurs de la F.M.M. ont lieu surtout dans les enroulements d'un rotor à cage d'écureuil. Lorsque le rotor tourne dans les champs magnétiques créés par les harmoniques supérieurs de la F.M.M. du stator, dans l'enroulement rotorique prennent naissance des courants dont la fréquence diffère de celle du glissement et dépend de la vitesse de rotation du rotor. Pour réduire ces pertes on raccourcit le pas d'enroulement du stator, ce qui provoque une diminution des harmoniques supérieurs de la F.M.M., on incline les encoches du rotor par rapport aux encoches du stator, ce qui joue le même rôle que le raccourcissement du pas, et on choisit convenablement le nombre d'encoches dans le stator et dans le rotor Z_1 et Z_2. L'analyse montre que si les pertes complémentaires dans le rotor ne doivent pas dépasser 10 % des pertes principales provoquées par le premier harmonique du courant, avec des encoches non inclinées $Z_2 \leqslant \frac{4}{3} Z_1$.

Le phénomène de déplacement du courant est observé dans les enroulements statoriques et dans les enroulements rotoriques surtout lorsqu'il s'agit d'un rotor à cage d'écureuil. Il peut être utilisé pour améliorer les caractéristiques de démarrage des moteurs à rotor en court-circuit. Mais dans les conditions de fonctionnement normal la fréquence du courant dans le rotor ne dépasse pas généralement 3 Hz. Dans ces conditions le déplacement du courant est pratiquement imperceptible. Les phénomènes ayant lieu au démarrage et liés au déplacement du courant dans le rotor sont examinés dans les chapitres XXII et XXIII.

Vu que les pertes complémentaires dues aux harmoniques supérieurs de la F.M.M. sont créées par les courants ayant une fréquence qui diffère de la fréquence du premier harmonique du courant, elles sont compensées par la puissance mécanique développée par le moteur.

On peut considérer avec une précision suffisante que les pertes complémentaires dans le cuivre varient proportionnellement au carré du courant.

Les pertes complémentaires dans le fer des machines asynchrones, comme dans le cas des machines synchrones, comprennent les pertes de pulsation et les pertes superficielles.

Les pertes de pulsation sont provoquées par les pulsations longitudinales du flux magnétique par suite de la variation de la perméance provoquée par la variation continue de la position relative des dents du stator et du rotor lors de la rotation de ce dernier. La fréquence de pulsations dans le stator $f_{d1} = Z_2 n$ et la fréquence de pulsations dans le rotor $f_{d2} = Z_1 n$, où Z_1 et Z_2 sont respectivement les nombres d'encoches dans le stator et le rotor et n est la vitesse de rotation du rotor. Le calcul de ces pertes est indiqué dans un cours spécial.

Les pertes superficielles sont dues surtout au fait que sous l'influence des encoches dans la courbe de répartition de l'induction dans l'entrefer apparaissent des creux (fig. 20-17). La fréquence de pulsations superficielles est la même que celle de la pulsation dans les dents. L'analyse montre que les pertes superficielles dépendent de la fréquence à la puissance 1,5 et du carré de la valeur moyenne de l'induction dans l'entrefer.

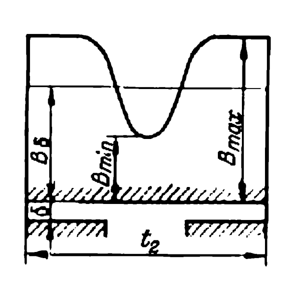


Fig. 20-17. Courbe de l'induction dans l'entrefer.

Vu que les pertes complémentaires dans le fer ont une fréquence différente de la fréquence principale, elles sont compensées par la puissance mécanique développée par le moteur.

On peut considérer avec une précision suffisante que les pertes complémentaires dans le fer varient proportionnellement au carré de la tension appliquée au moteur.

Le degré de précision avec lequel on calcule les pertes complémentaires est relativement peu élevé. Pour cette raison on les calcule approximativement comme un certain pour cent de la puissance utile lorsque la machine marche en générateur ou de la puissance fournie lorsqu'elle marche en moteur. Selon la Norme soviétique les pertes complémentaires p_{com} dans les machines asynchrones à charge nominale sont égales à 0,5 % de la puissance fournie. Mais il faut se rappeler que c'est un chiffre moyen établi par l'expérience et que dans certains cas il peut s'écarter considérablement de la valeur réelle.

Les pertes totales dans un moteur sont:

$$\sum p = p_{c1} + p_{c2} + p_f + p_{méc} + p_{com}. \qquad (20\text{-}62)$$

Pour des charges comprises entre 0 et la valeur nominale il faut entendre par p_f seulement les pertes dans le fer du stator, car pour des fréquences normales dans le rotor (1 à 3 Hz) les pertes dans le fer du rotor sont extrêmement petites.

Avec l'accroissement de la charge la somme des pertes $p_f + p_{méc}$ diminue un peu par suite de la diminution du flux principal et de

la vitesse de rotation. Généralement cette diminution ne dépasse pas 4 à 8 % et pour cette raison ces pertes sont rapportées aux pertes constantes du moteur.

A la différence des pertes dans le fer celles dans le cuivre varient proportionnellement au carré du courant.

Comme nous l'avons déjà dit, les pertes complémentaires dépendent en partie du courant et en partie de la tension. Pour simplifier les choses on admet qu'elles varient proportionnellement à la puissance amenée.

En raisonnant de la même façon que pour les machines à courant continu (t.I, § 7-8), on voit que le rendement est maximum lorsque les pertes constantes et celles qui varient sont égales; de cette façon en répartissant convenablement les pertes nous pouvons obtenir des moteurs à différentes formes des courbes de rendement. La fig. 20-16 donne la courbe type de rendement d'un moteur asynchrone qui atteint son maximum à peu près pour 75 % de la charge nominale.

Dans le tableau 20-1 se trouvent des valeurs du rendement des moteurs de différentes puissances à rotor bobiné et à rotor en court-circuit pour $n = 1000$ tr/mn.

Tableau 20-1

Rendement et facteur de puissance des moteurs asynchrones à 2p=6

Moteurs à rotor bobiné				Moteurs à rotor en court-circuit			
U, V	P_n, kW	η, %	$\cos\varphi$	U, V	P_n, kW	η, %	$\cos\varphi$
220/380	8,0	83,0	0,80	220/380	9,1	86,0	0,825
220/380	13,5	85,0	0,81	220/380	15,2	87,1	0,835
220/380	29,0	87,0	0,845	220/380	32	89	0,855
220/380	44,0	88,2	0,870	220/380	48	90,3	0,87
220/380	67	89,5	0,88	220/380	72	90,7	0,88
220/380	100	91,5	0,88	220/380	100	91,5	0,88
6000	260	91	0,86	6000	260	91	0,85
6000	430	92,5	0,88	6000	430	92,5	0,87
6000	875	93,5	0,89	6000	875	93,5	0,88

On peut noter d'après ce tableau que le rendement des moteurs de faible puissance à rotor en court-circuit est bien supérieur à celui des moteurs à rotor bobiné. L'élévation de la tension entraîne une baisse du rendement qui n'est pas bien importante.

d) Le facteur de puissance $\cos\varphi = f(P_2)$. Un moteur asynchrone, comme un transformateur, prend au réseau un courant déphasé en arrière qui ne dépend presque pas de la charge. Pour cette raison

son cos φ est toujours inférieur à l'unité. En marche à vide, le cos φ généralement ne dépasse pas 0,2, mais en charge il croît assez rapidement (fig. 20-16) et atteint son maximum pour une puissance voisine de celle nominale. Lorsque la charge continue à augmenter, la vitesse du moteur baisse par suite de quoi l'angle $\psi_2 = \operatorname{arctg} \frac{gx_2}{r_2}$ augmente et cos ψ_2 et cos φ diminuent (fig. 20-16). Les variations du cos φ avec la charge peuvent être facilement suivies sur le diagramme du cercle examiné dans le chapitre suivant.

Le tableau 20-1 donne les valeurs du cos φ pour les moteurs de différents types. Les moteurs à cage d'écureuil de grande puissance sont exécutés comme les moteurs à encoches profondes ou comme les moteurs à deux cages et leur cos φ est un peu inférieur à celui des moteurs à rotor bobiné de même puissance (pour plus de détails voir le chapitre XXIII).

e) Capacité de surcharge d'un moteur. On appelle capacité de surcharge d'un moteur asynchrone ou son couple renversant le rapport du couple maximal au couple nominal, c'est-à-dire:

$$k_c = \frac{C_{max}}{C_n} .$$

Généralement dans les moteurs de petite et de moyenne puissances k_c = 1,6 à 1,8. Dans les moteurs de moyenne et de grande puissances k_c = 1,8 à 2,5. Dans les moteurs d'exécution spéciale k_c est compris entre 2,8 et 3,0 et peut même être supérieur.

Chapitre

XXI

DIAGRAMMES DE CERCLE D'UNE MACHINE ASYNCHRONE

21-1. Principales notions de la théorie des lieux géométriques des machines à courant alternatif sous forme symbolique

Les propriétés des machines à courant alternatif peuvent être bien étudiées à l'aide des lieux géométriques des fins des vecteurs du courant primaire lorsque la machine passe par différents régimes de fonctionnement. L'analyse des équations des courbes sous forme symbolique est une méthode commode pour l'étude de plusieurs lieux géométriques.

a) Droite et cercle. Si $\dot{B}$ est un nombre complexe représentant un certain vecteur et p est un paramètre réel qui prend des valeurs quelconques dans les limites de $\pm\infty$, le produit $\dot{B}p$ représente tous

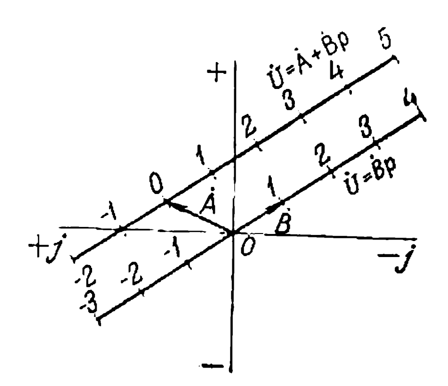


Fig. 21-1. Droites sur un plan complexe.

les vecteurs qui coïncident en direction avec les vecteurs $\dot{B}$ et $-\dot{B}$ et par conséquent l'équation de la droite passant par l'origine des coordonnées a la forme $\dot{U} = \dot{B}p$. Respectivement l'équation de la droite parallèle au vecteur $\dot{B}$ passant par la fin du vecteur $\dot{A}$ (fig. 21-1) a la forme:

$$\dot{U}=\dot{A}+\dot{B}p.$$

Lors de la transformation de la droite exprimée par l'équation :

$$\dot{U} = \dot{C} + \dot{D}p,$$

on obtient l'équation du cercle (fig. 21-2, *a*) passant par l'origine des coordonnées et ayant la forme symbolique :

$$\dot{U} = \frac{1}{\dot{C} + \dot{D}p},$$

où

$$\dot{C} = c_1 + jc_2; \quad \dot{D} = d_1 + jd_2.$$

L'équation

$$\dot{U} = \frac{\dot{E}}{\dot{C} + \dot{D}p}$$

exprime également un cercle passant par l'origine des coordonnées mais tourné d'un angle égal à l'argument du nombre complexe $\dot{E}$ et multiplié par son module.

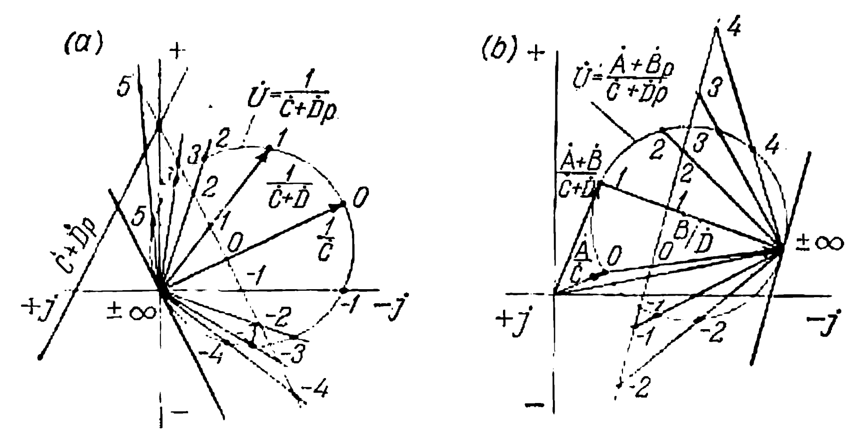


Fig. 21-2. Cercles sur un plan complexe.

Lors du déplacement de l'origine des coordonnées d'un tronçon constant exprimé par le nombre complexe $\dot{F}$ on obtient l'équation du cercle sous sa forme générale qui ne passe pas par l'origine des coordonnées (fig. 21-2, *b*) :

$$\dot{U} = \dot{F} + \frac{\dot{E}}{\dot{C} + \dot{D}p} = \frac{\dot{A} + \dot{B}p}{\dot{C} + \dot{D}p},$$

où

$$\dot{A} = \dot{C}\dot{F} + \dot{E}; \quad \dot{B} = \dot{F}\dot{D}.$$

Pour $p=0$:

$$\dot{U}_0=\frac{\dot{A}}{\dot{C}},$$

pour $p=\pm\infty$:

$$\dot{U}_\infty=\frac{\dot{B}}{\dot{D}}=\dot{F},$$

pour $p=1$:

$$\dot{U}=\frac{\dot{A}+\dot{B}}{\dot{C}+\dot{D}}.$$

L'équation du cercle peut également être représentée sous la forme :

$$\dot{U}=\dot{M}+R\varepsilon^{j\theta}=(x_m+jy_m)+(x_r+jy_r)\,\varepsilon^{j\theta},$$

où $\dot{M}$ représente le vecteur du centre du cercle, $R\varepsilon^{j\theta}$ le rayon vecteur du cercle et θ l'angle variable entre 0° et 360° (fig. 21-3).

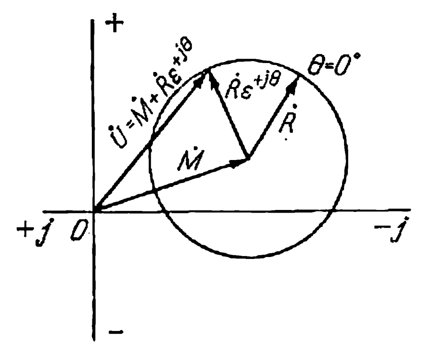


Fig. 21-3. Cercle dans une position arbitraire sur un plan complexe.

Les relations entre les coefficients complexes dans les équations du cercle ont la forme suivante:

$$\dot{A}=\dot{M}\dot{C}+\dot{R}\overset{*}{\dot{C}},$$

$$\dot{B}=\dot{M}\dot{D}+R\overset{*}{\dot{D}}$$

et

$$\dot{M}=\frac{\dot{A}\overset{*}{\dot{D}}-\dot{B}\overset{*}{\dot{C}}}{\dot{C}\overset{*}{\dot{D}}-\dot{D}\overset{*}{\dot{C}}},$$

$$\dot{R}=\frac{\dot{B}\dot{C}-\dot{A}\dot{D}}{\dot{C}\overset{*}{\dot{D}}-\dot{D}\overset{*}{\dot{C}}},$$

où $\overset{*}{C}$ et $\overset{*}{D}$ sont les nombres conjugués. Les coordonnées du centre M sont respectivement :

$$x_m = \frac{a_1 d_2 - a_2 d_1 - b_1 c_2 + b_2 c_1}{2(c_1 d_2 - c_2 d_1)},$$

$$y_m = \frac{a_1 d_1 + a_2 d_2 - b_1 c_1 - b_2 c_2}{2(c_1 d_2 - c_2 d_1)}.$$

Les coordonnées du rayon vecteur R pour $\theta = 0$:

$$x_r = \frac{a_1 d_2 + a_2 d_1 - b_1 c_2 - b_2 c_1}{2(c_1 d_2 - c_2 d_1)},$$

$$y_r = -\frac{a_1 d_1 - a_2 d_2 - b_1 c_1 + b_2 c_2}{2(c_1 d_2 - c_2 d_1)}.$$

b) Echelle du paramètre pour le cercle. Pour tracer le cercle il faut d'abord construire $\dot{U}$ dans le plan complexe (fig. 21-4), ensuite construire son image dans l'axe des quantités réelles et ensuite transformer cette droite. Si on trace la valeur du paramètre p sur la droite image $\dot{U}$, en réunissant l'origine des coordonnées O ($p = \pm \infty$) par des droites avec les points correspondant aux valeurs du paramètre p on obtient à leur intersection avec le cercle des points aux mêmes valeurs du paramètre. Il est évident qu'à l'intersection de ces droites avec toute autre droite parallèle à la droite image on obtient la même répartition du paramètre p. De cette façon l'échelle du paramètre peut être dans le cas général construite sur une droite quelconque parallèle à la tangente au point $p = \pm \infty$. Si on connaît sur l'échelle deux points à deux valeurs du paramètre, par exemple les points pour $p = 0$ et $p = 1$, l'échelle du paramètre peut facilement être construite pour d'autres valeurs de p.

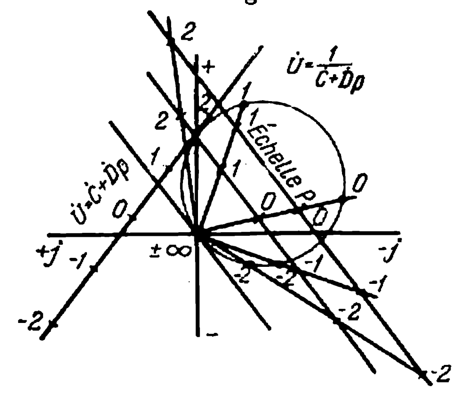


Fig. 21-4. Construction d'une échelle de paramètre pour un cercle.

c) Courbes d'ordre supérieur. Dans la théorie du courant alternatif la courbe bicirculaire du 4me ordre exprimée par l'équation :

$$\dot{U} = \frac{\dot{A} + \dot{B}p + \dot{C}p^2}{\dot{D} + \dot{E}p + \dot{F}p^2}$$

joue un rôle important.

La plus importante est la courbe bicirculaire qui représente une portion limitée du cercle à valeur bivoque du paramètre p

(fig. 21-5). Dans ce cas, les termes constants $\dot{B}$ et E sont nuls et

$$\dot{U}=\frac{\dot{A}+\dot{C}p^2}{\dot{D}+\dot{F}p^2}.$$

d) **Courbes simples d'ordre supérieur.** Ellipse. L'équation d'une ellipse peut être représentée sous la forme de deux cer-

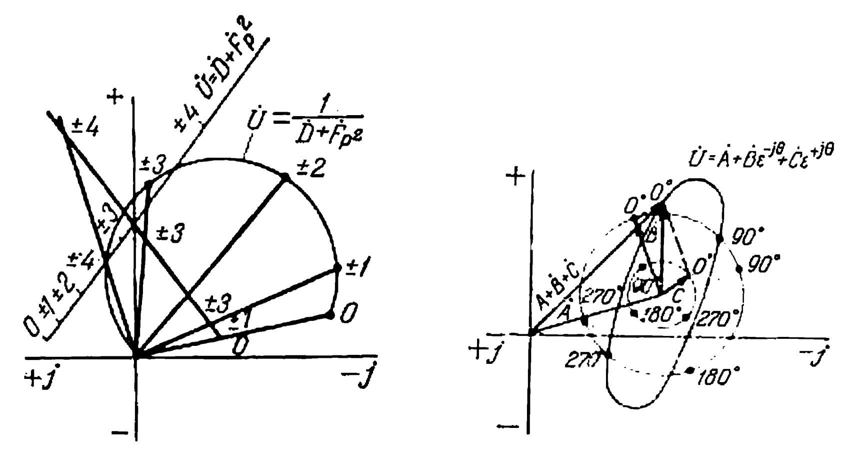


Fig. 21-5. Construction d'une courbe bicirculaire.

Fig. 21-6. Construction d'une ellipse.

cles (fig. 21-6) ayant un centre commun et des diamètres différents aux rayons qui se déplacent dans différents sens lors de la

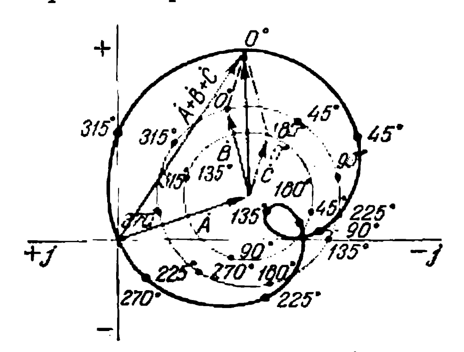


Fig. 21-7. Construction du limaçon de Pascal.

variation de l'angle θ:

$$\dot{U}=\dot{A}+B\varepsilon^{-j\theta}+\dot{C}\varepsilon^{+j\theta}.$$

Le grand demi-axe de l'ellipse est égal à $B+C$ et le petit demi-axe est égal à $B-C$.

L i m a ç o n d e P a s c a l. Si d'un centre commun on trace deux cercles de diamètres différents aux rayons vecteurs qui se déplacent dans le même sens, la rotation du rayon vecteur d'un cercle étant deux fois plus grande que celle du rayon vecteur de l'autre cercle, les vecteurs géométriquement additionnés forment une courbe dite limaçon de Pascal (fig. 21-7) dont l'équation prend la forme suivante:

$$\dot{U} = \dot{A} + \dot{B}\varepsilon^{-j\theta} + \dot{C}\varepsilon^{-j2\theta}.$$

21-2. Diagramme du cercle corrigé

a) Généralités. Les caractéristiques de service et autres caractéristiques d'une machine asynchrone qui déterminent ses propriétés peuvent être trouvées par une étude expérimentale de la machine en charge. Mais l'essai en charge est parfois difficilement réalisable ou même impossible lorsqu'il s'agit des machines de très grande puissance. Dans ce cas, les caractéristiques de la machine peuvent être établies à l'aide de son diagramme de cercle construit en partant des données obtenues lors des essais à vide et en court-circuit facilement réalisables.

Le diagramme de cercle peut également être construit en partant des données théoriques de la machine afin d'obtenir les caractéristiques théoriques et autres.

Le diagramme de cercle est le lieu géométrique des fins du vecteur du courant primaire de la machine I_1 pour U_1 = const, lorsque le glissement varie dans les limites de $-\infty \leqslant g \leqslant +\infty$. Ce lieu géométrique, comme nous l'indiquerons par la suite, représente un cercle seulement dans le cas où on peut considérer les résistances et les réactances de la machine comme constantes et ne dépendant pas du courant et du glissement.

Cette dernière condition est valable avec une certaine approximation pour les machines de construction normale, c'est-à-dire pour les machines à rotor bobiné et les machines à cage d'écureuil à barres rondes.

Dans ce chapitre sont examinés les lieux géométriques des machines à paramètres constants, c'est-à-dire les diagrammes de cercle dans le sens propre du mot. A la fin du chapitre est élucidée la question de l'écart du lieu géométrique d'une machine de construction normale depuis le cercle. Les lieux géométriques des machines à paramètres non linéaires (moteurs à encoches profondes, moteurs à deux cages) sont examinés dans le chapitre XXIII.

b) Construction du diagramme de cercle. Le diagramme de cercle corrigé est basé sur le schéma équivalent corrigé en L (fig. 19-7, *b*), où le coefficient de correction $\dot{\sigma}_1$ est considéré comme un nombre

réel σ_1 [égalité (19-28)]. Dans ce schéma:

$$R_1 = r_1\sigma_1; \quad R_2 = r_2'\sigma_1^2;$$
$$X_1 = x_1\sigma_1; \quad X_2 = x_2'\sigma_1^2;$$
$$\dot{I}_2'' = \dot{I}_2' : \sigma_1.$$

Vu que le glissement g n'entre pas dans l'expression de la résistance d'un circuit dérivé, le courant dans ce circuit pour $U_1 =$ = const reste constant pour toutes les variations du glissement g, donc pour tous les régimes de variation de la charge de la machine asynchrone. Dans le circuit principal toutes les résistances et les

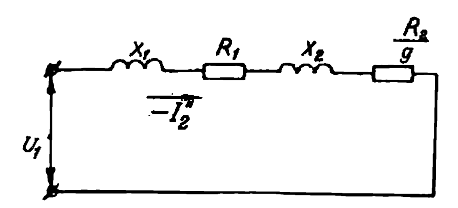


Fig. 21-8. Circuit principal du schéma équivalent en L.

réactances sont branchées en série et le glissement g entre seulement dans le dénominateur de la résistance totale $\frac{R_2}{g}$; pour cette raison l'étude de la variation des régimes de fonctionnement d'une machine asynchrone lors de la variation du paramètre variable g est assez simple. Pour obtenir le vecteur résultant du courant dans le circuit primaire I_1 il faut dans ce cas additionner géométriquement au vecteur invariable du courant du circuit dérivé $\dot{I}_{00}$ le vecteur variable du courant du circuit principal $-\dot{I}_2''$ qui varie avec le glissement g:

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_{00} + (-\dot{I}_2'').$$

Il est évident que dans ce cas il suffit de trouver la loi régissant le déplacement de la fin du vecteur du courant $-\dot{I}_2''$ lors de la variation de g, car on obtient ainsi également la loi de déplacement de la fin du vecteur du courant I_1 qui coïncide avec la fin du vecteur $-\dot{I}_2''$.

Séparons du schéma équivalent de la fig. 19-7,*b* le circuit principal, dont l'impédance résultante Z_r dépend du glissement g (fig. 21-8). Pour le courant du circuit principal on peut écrire l'équation:

$$-\dot{I}_2'' = \frac{\dot{U}_1}{Z_r} = \frac{\dot{U}_1}{\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right) + j\,(X_1 + X_2)}. \quad (21\text{-}1)$$

Respectivement :

$$\operatorname{tg}\psi_2'' = \frac{X_1 + X_2}{R_1 + \frac{R_2}{g}}; \quad \sin\psi_2'' = \frac{X_1 + X_2}{Z_r}; \quad \cos\psi_2'' = -\frac{R_1 + \frac{R_2}{g}}{Z_r}. \qquad (21\text{-}2)$$

Dirigeons sur la fig. 21-9, *a* l'axe des ordonnées suivant la ligne OA et disposons sous l'angle ψ_2'' par rapport à cette dernière le vecteur du courant $\overline{OB} = -\dot{I}_2''$. Elevons de la fin B de ce vecteur une perpendiculaire jusqu'à son intersection avec l'axe des abscisses au

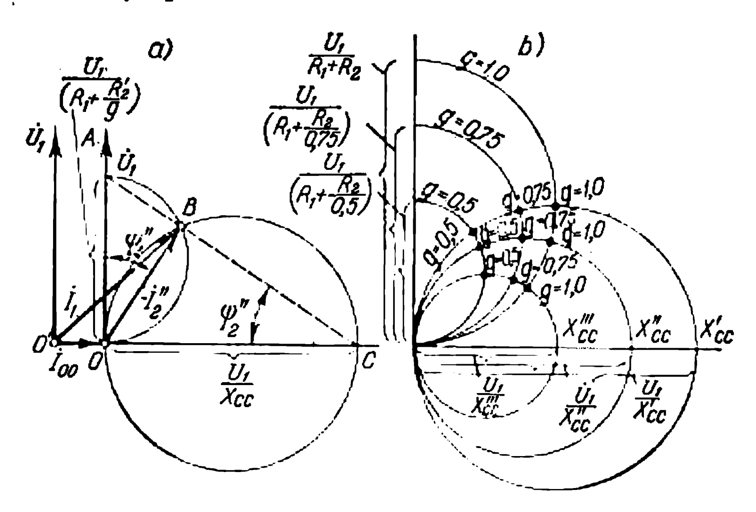


Fig. 21-9. Diagrammes de cercle corrigés d'une machine asynchrone.

point C et prolongeons-la jusqu'à l'axe des ordonnées au point A. Le tronçon OC coupé par cette perpendiculaire sur l'axe des abscisses est :

$$OC = \frac{OB}{\sin\psi_2''} = \frac{U_1}{Z_r} \cdot \frac{Z_r}{X_1 + X_2} = \frac{U_1}{X_1 + X_2} = \frac{U_1}{X_{cc}}.$$

Etant donné que nous posons que les valeurs des inductances X_1 et X_2 ne dépendent pas de la valeur du courant $-\dot{I}_2''$, donc du glissement g, le tronçon OC est constant pour toutes les valeurs de $-\dot{I}_2''$ et de g.

Vu que la courbe qui contient le même angle $OBC = 90°$ est un cercle, il en résulte que la fin du vecteur du courant $-\dot{I}_2''$ lors de la variation du glissement g dans les limites $-\infty \leqslant g \leqslant +\infty$ décrira un cercle. En additionnant géométriquement depuis l'origine du cercle à gauche le tronçon $\overline{OO'} = \dot{I}_{00}$, c'est-à-dire la valeur du cou-

rant à vide pour $g = 0$, nous obtiendrons sous la forme du tronçon résultant $\overline{O'B}$ le vecteur du courant primaire $\dot{I}_1$ dont la fin décrira le même cercle. Le diamètre du cercle $D = OC$ est:

$$D = \frac{U_1}{X_1 + X_2} = \frac{U_1}{X_{cc}} . \qquad (21\text{-}3)$$

Le tronçon OA découpé sur l'axe des ordonnées (fig. 21-9,*a*) par la perpendiculaire à la fin du vecteur du courant $\overline{OB} = I''_2$ est:

$$OA = \frac{OB}{\cos \psi''_2} = \frac{U_1}{Z_r} \cdot \frac{Z_r}{R_1 + \frac{R_2}{g}} = \frac{U_1}{R_1 + \frac{R_2}{g}} . \qquad (21\text{-}4)$$

Il en résulte que lorsqu'on a trouvé le cercle du courant on peut facilement trouver sur ce dernier, pour une valeur donnée quelconque du glissement, un point qui correspond aux fins des vecteurs $-\dot{I}''_2$ et $\dot{I}_1$ pour le glissement donné g. Il faut pour cela porter sur l'axe des ordonnées le tronçon $OA = \frac{U_1}{R_1 + \frac{R_2}{g}}$ et réunir le point A avec le point C dont la position est constante. Il est évident que le point d'intersection B de la ligne AC avec le cercle du courant donnera le point cherché de la fin du vecteur du courant. Au lieu de tracer la droite AC on peut également construire le cercle sur le tronçon OA pris comme diamètre et trouver son intersection avec le cercle du courant au même point B.

Pour $g = 0$ le point A selon (21-4) coïncide avec l'origine des coordonnées. Pour cette raison en marche à vide au synchronisme $-\dot{I}''_2 = 0$ et $\dot{I}_1 = \dot{I}_{00}$. En court-circuit $g = 1{,}0$ et selon (21-4):

$$[OA]_{g=1} = \frac{U_1}{R_1 + R_2} ,$$

et pour $g = \pm \infty$:

$$[OA]_{g=\pm\infty} = \frac{U_1}{R_1} .$$

En reportant sur l'axe des ordonnées les segments qui correspondent aux différents glissements, on peut déterminer sur le cercle de courant des points qui correspondent à un glissement quelconque.

Le diamètre du diagramme de cercle selon (21-3) est inversement proportionnel à la réactance de court-circuit X_{cc}. Lorsque la grandeur X_{cc} augmente, le diamètre du cercle de courant diminue et avec la diminution de X_{cc} le diamètre du cercle de courant augmente. La fig. 21-9,*b* représente les cercles de courant pour trois valeurs différentes de la réactance X_{cc}.

Il résulte de l'expression du diamètre du cercle auxiliaire (21-4) qu'à mesure de la variation de la réactance totale de court-circuit X_{cc} à glissement $g =$ const la fin du vecteur de courant décrit également un cercle mais de diamètre OA et dont le centre se trouve

sur l'axe des ordonnées. La fig. 21-9,*b* donne les cercles de courant pour trois valeurs différentes du glissement : $g = 0{,}5$; $g = 0{,}75$ et $g = 1{,}0$.

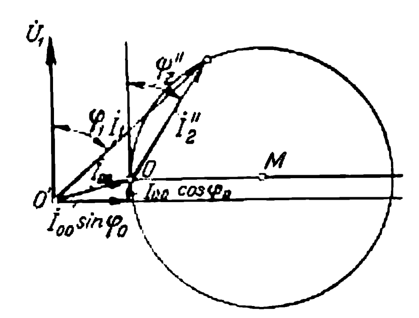


Fig. 21-10. Diagramme de cercle corrigé d'une machine asynchrone en tenant compte de la composante active du courant à vide.

La composante active du courant à vide pour $g = 0$, c'est-à-dire du courant du circuit dérivé du schéma de la fig. 19-7, est selon la formule (19-20) :

$$I_{00a} = I_{00}\cos\varphi_0 = \frac{U_1}{z'_m}\cdot\frac{r_1 + r_m}{z'_m} = \frac{U_1(r_1 + r_m)}{z'^2_m},$$

et la composante réactive :

$$I_{00r} = I_{00}\sin\varphi_0 = \frac{U_1}{z'_m}\cdot\frac{x_1 + x_m}{z'_m} = \frac{U_1(x_1 + x_m)}{z'^2_m}.$$

En ajoutant à l'origine O du vecteur de courant $-\dot{I}''_2$ suivant l'axe des ordonnées la composante active du courant I_{00a} et suivant

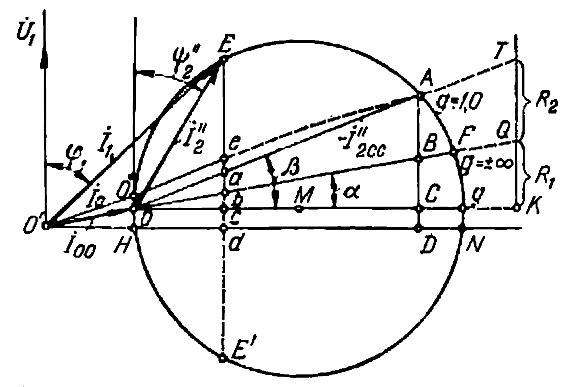


Fig. 21-11. Détermination des pertes et des puissances depuis le diagramme de cercle corrigé correspondant au schéma équivalent de la fig. 19-7.

l'axe des ordonnées la composante réactive I_{00r} (fig. 21-10), on obtient l'origine des coordonnées pour l'origine du vecteur I_1 qui

décrit par sa fin le même cercle que décrit la fin du vecteur du courant $-I''_2$.

Notons que parfois on utilise un diagramme de cercle moins précis que celui que nous venons d'examiner, en admettant que le diamètre du diagramme de cercle est:

$$D = \frac{U_1}{x_1 + x'_2}.$$

Appelons ce diagramme de cercle diagramme simplifié. On l'obtient en rapportant le circuit magnétisant aux bornes primaires sans introduire les coefficients de correction σ_1 et σ_1^2 dans les paramètres du circuit principal.

A la différence du diagramme simplifié, nous appellerons le diagramme de cercle examiné dans ce paragraphe et basé sur le schéma équivalent en L avec introduction des coefficients de correction réels σ_1 et σ_1^2 diagramme corrigé.

c) Expression des pertes et de la puissance par des segments de droites dans le diagramme de cercle. Sur la fig. 21-11 on a tracé le diagramme de cercle corrigé correspondant au schéma équivalent corridé en L d'une machine asynchrone (voir fig. 19-7). Sur le diagramme de cercle sont indiqués 1) le point F qui correspond à $g = \pm\infty$; 2) le point A qui correspond à $g = 1{,}0$; 3) le point O qui correspond à $g = 0$; 4) le point E qui correspond à la charge en régime moteur pour $0 < g < 1{,}0$.

L'arc OEA du diagramme de cercle correspond au régime moteur ($0 < g < 1$); l'arc AFN correspond au fonctionnement en frein électromagnétique ($1 < g < \infty$) et l'arc $OE'N$ correspond au fonctionnement en générateur ($-\infty < g < 1$).

Vu que l'introduction des coefficients de correction σ_1 et σ_1^2 ne modifie les réactances que quantitativement, le diagramme de cercle dans ce cas a aussi la forme d'un cercle de diamètre:

$$D = \frac{U_1}{x_1\sigma_1 + x'_2\sigma_1^2} = \frac{U_1}{X_1 + X_2}.$$

Réunissons les points A et F du diagramme de cercle (fig. 21-11) avec le point O et abaissons des points A et E des perpendiculaires sur l'axe des abscisses. Nous obtenons alors les points d'intersection a, b, c, d et A, B, C, D, représentés sur la fig. 21-11.

Montrons d'abord que si l'on trace sur le diagramme de la fig. 21-11 une ligne verticale quelconque, les droites OA, OF et la droite du diamètre Og coupent sur cette droite verticale des segments de droite proportionnels aux résistances R_1 et R_2 et le segment du diamètre du diagramme de cercle depuis le point O jusqu'à la ligne verticale indiquée représente la réactance $X_{cc} = X_1 + X_2$ avec le même coefficient de proportionnalité. Nous allons confirmer cela par l'exemple de la droite verticale AC.

Pour $g=1$ le courant I''_2 est:

$$[I''_2]_{g=1}=\frac{U_1}{z_{cc}}=\frac{U_1}{\sqrt{R^2_{cc}+X^2_{cc}}}=\frac{U_1}{\sqrt{(R_1+R_2)^2+(X_1+X_2)^2}}.$$

La tangente de l'angle de décalage de ce courant par rapport à la tension U_1 est d'une part égale à $X_{cc}:R_{cc}$. D'autre part, cet angle sur la fig. 21-11 est égal à $\angle OAC$ dont la tangente est égale à $OC:AC$. On a donc:

$$\frac{OC}{AC}=\frac{X_{cc}}{R_{cc}}=\frac{X_1+X_2}{R_1+R_2}. \qquad (21\text{-}5)$$

Pour $g=\infty$ l'impédance du circuit principal du schéma équivalent de la fig. 19-7 est R_1+jX_{cc} car $\frac{R_2}{g}=0$ et le courant est alors:

$$[I''_2]_{g=\infty}=\frac{U_1}{\sqrt{R_1^2+X^2_{cc}}}.$$

En raisonnant de façon analogue en ce qui concerne la tangente de l'angle $[\psi''_2]_{g=\infty}=\angle OBC$, on obtient:

$$\frac{OC}{BC}=\frac{X_{cc}}{R_1}=\frac{X_1+X_2}{R_1}. \qquad (21\text{-}6)$$

De cette façon, si à une échelle donnée $OC=X_1+X_2=X_{cc}$, à la même échelle $AC=R_1+R_2=R_{cc}$ et $BC=R_1$ et par conséquent on a également $AB=AC-BC=R_{cc}-R_1=R_2$.

Sur la fig. 21-11 les réactances et les résistances X_{cc}, R_1 et R_2 sont représentées par les segments OK, KQ et QT.

Nous allons montrer maintenant que les tronçons ab, bc et cd représentent à une échelle déterminée les différentes pertes dans la machine pour un g donné qui correspond au point de charge E, et les tronçons AB, BC et CD représentent à la même échelle les pertes pour $g=1{,}0$.

De la construction géométrique (fig. 21-11) on tire:

$$I''^2_{2cc}=m_i^2OA^2=m_i^2OgOC,$$

$$\operatorname{tg}\beta=\frac{AC}{OC}=\frac{R_1+R_2}{X_1+X_2},$$

$$m_iOg=\frac{U_1}{X_{cc}},$$

où m_i est l'échelle du courant, c'est-à-dire le nombre d'unités de courant (d'ampères) par unité de longueur du tronçon du diagramme.

Des relations indiquées on obtient:

$$AC=OC\operatorname{tg}\beta=\frac{OA^2}{Og}\cdot\frac{R_1+R_2}{X_1+X_2}=$$

$$=\frac{I''^2_{2cc}X_{cc}m_i}{m_i^2U_1}\cdot\frac{R_1+R_2}{X_{cc}}=\frac{1}{U_1m_i}I''^2_{2cc}(R_1+R_2).$$

Vu que pour $g=1$ les pertes dans la machine qui correspondent au courant I''_2 du circuit principal du schéma équivalent de la fig. 19-7 sont:

$$p_{c.cc}=m_1 I''^2_{2cc}(R_1+R_2), \tag{21-7}$$

d'après l'expression obtenue pour le tronçon AC:

$$p_{c.cc}=m_p AC, \tag{21-8}$$

où

$$m_p=m_1 U_1 m_i \tag{21-9}$$

représente l'échelle de puissance du diagramme de cercle.

Les pertes $p_{c.cc}$ représentent avec une précision suffisamment grande les pertes de court-circuit de la machine à la tension pour laquelle le diagramme de cercle a été tracé.

De la fig. 21-11 on tire:

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{R_1}{X_{cc}}=\frac{BC}{OC},$$

et par conséquent:

$$BC=OC\operatorname{tg}\alpha=\frac{OA^2}{Og}\cdot\frac{R_1}{X_{cc}}=\frac{1}{U_1 m_i}I''^2_{2cc}R_1,$$

$$AB=AC-BC=\frac{1}{U_1 m_i}I''^2_{2cc}(R_1+R_2)-$$

$$-\frac{1}{U_1 m_i}I''^2_{2cc}R_1=\frac{1}{U_1 m_i}I''^2_{2cc}R_2,$$

d'où on obtient pour les pertes de court-circuit dans les enroulements primaire et secondaire de la machine avec le même degré de précision:

$$\left.\begin{aligned}p_{c1cc}&=m_1 I''^2_{2cc}R_1=m_p BC,\\ p_{c2cc}&=m_1 I''^2_{2cc}R_2=m_p AB.\end{aligned}\right\} \tag{21-10}$$

Examinons maintenant le régime moteur en charge pour $0<g<1,0$ exprimé par le point E sur le diagramme de cercle de la fig. 21-11.

La construction géométrique donne dans ce cas:

$$OE^2=Og\cdot Oc,$$

$$\operatorname{tg}\beta=\frac{R_1+R_2}{X_{cc}}=\frac{ac}{Oc},$$

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{R_1}{X_{cc}}=\frac{bc}{Oc},$$

d'où

$$ac = Oc \operatorname{tg} \beta = \frac{OE^2}{Og} \frac{R_1 + R_2}{X_{cc}} = \frac{1}{U_1 m_i} I_2''^2 (R_1 + R_2),$$

$$bc = Oc \operatorname{tg} \alpha = \frac{OE^2}{Og} \frac{R_1}{X_{cc}} = \frac{1}{U_1 m_i} I_2''^2 R_1,$$

$$ab = ac - bc = \frac{1}{U_1 m_i} I_2''^2 R_2,$$

et par conséquent les pertes dans le cuivre des enroulements primaire et secondaire et les sommes de ces pertes pour le régime donné sont:

$$\left.\begin{aligned} p_{c1} &= m_1 I_2''^2 R_1 = m_p bc, \\ p_{c2} &= m_1 I_2''^2 R_2 = m_p ab, \\ p_c &= p_{c1} + p_{c2} = m_p ac, \end{aligned}\right\} \quad (21\text{-}11)$$

où m_p est la même échelle de puissance.

Les pertes lors de la marche à vide au synchronisme égales aux pertes du circuit dérivé du schéma de la fig. 19-7 augmentées de m_1 fois peuvent être trouvées de façon analogue:

$$p_0 = m_1 I_{00}^2 (r_1 + r_m) = m_1 U_1 m_i OH = m_p OH = m_p cd. \quad (21\text{-}12)$$

De cette façon, le segment bc exprime à l'échelle adoptée précédemment pour le court-circuit les pertes dans l'enroulement primaire de la machine pour le courant donné I_2'', le segment ab représente à la même échelle les pertes dans l'enroulement secondaire et le segment cd représente les pertes à vide comprenant les pertes à vide dans l'enroulement statorique et les pertes dans le fer.

A l'aide des segments trouvés qui expriment les pertes on peut trouver également les segments qui expriment les puissances.

La puissance amenée au moteur asynchrone est:

$$P_1 = m_1 U_1 I_1 \cos \varphi_1 = m_1 U_1 m_i Ed = m_p Ed. \quad (21\text{-}13)$$

De cette façon, le segment Ed exprime la puissance rapportée au moteur à la même échelle à laquelle les pertes étaient exprimées précédemment.

La puissance mécanique dans le rotor du moteur:

$$P_{\text{méc}} = P_1 - p_0 - p_c = P_1 - m_1 I_{00}^2 (r_1 + r_m) - m_1 I_2''^2 (R_1 + R_2).$$

Vu que Ed exprime la puissance P_1, le segment cd exprime les pertes à vide au synchronisme et le segment $ac = bc + ab$ exprime les pertes en charge dans les enroulements, il est évident que le segment

$$Ea = Ed - cd - ac$$

exprime la puissance

$$P_{\text{méc}} = m_p Ea. \quad (21\text{-}14)$$

Si à $P_{méc}$ on ajoute p_{c2}, on obtient la puissance électromagnétique $P_{ém}$; par conséquent le segment

$$Eb = Ea + ab$$

exprime à l'échelle établie plus haut la puissance

$$P_{ém} = m_p Eb, \tag{21-15}$$

ainsi que le couple électromagnétique $C_{ém}$ à l'échelle

$$m_c = \frac{m_p}{2\pi n_1} = \frac{pm_p}{2\pi f_1} \tag{21-16}$$

lors de la mesure du couple en newtonmètres et à l'échelle

$$m_c = \frac{pm_p}{9{,}81 \cdot 2\pi f_1} \tag{21-17}$$

lorsque le couple est mesuré en kilogrammètres.

De cette façon, le couple électromagnétique pour une charge donnée est :

$$C_{ém} = m_c Eb. \tag{21-18}$$

Vu que le glissement g est égal au rapport des pertes secondaires dans le cuivre à la puissance électromagnétique on a :

$$g = \frac{p_{c2}}{P_{ém}} = \frac{ab}{Eb}. \tag{21-19}$$

Dans l'examen précédent nous avons tenu compte de toutes les pertes sauf les pertes mécaniques (par frottement et ventilation) $p_{méc}$ et les pertes complémentaires p_{com}. Vu que les unes et les autres peuvent être considérées comme un certain couple résistant complémentaire appliqué à l'arbre, la somme de ces pertes peut être exprimée par un certain terme commun $p_{méc.\ com}$. Il est évident que lors de la marche à vide réelle du moteur le couple résistant complémentaire provoqué par ces pertes doit augmenter la composante active du courant à vide et obliger le rotor à tourner avec un certain glissement g_0 très petit. De cette façon, lors de la marche à vide réelle, la fin du vecteur de courant à vide se trouvera un peu au-dessus du point O à glissement $g = 0$ et occupera une autre position, par exemple, celle du point O'' sur la fig. 21-11.

Dans les limites des charges et des surcharges normales d'un moteur asynchrone, son glissement qui généralement ne dépasse pas 3 à 5 % influe tellement peu sur la vitesse de rotation que les pertes mécaniques et complémentaires qui dépendent de la vitesse de rotation à la puissance 1,5 peuvent être considérées comme constantes. Pour cette raison dans ce secteur la somme des pertes $p_{méc.\ com}$ peut être prise en considération par le segment parallèle à l'axe des ordonnées, entre la droite OA et la droite $O''e$ qui lui est parallèle et passe par le point O''. Pour de grandes surcharges, lorsque le glissement commence à augmenter considérablement et la vitesse

de rotation diminue, ce parallélisme doit être perturbé et ces lignes commenceront à se rapprocher pour se rencontrer au point A à glissement $g = 1{,}0$, ce qui est montré par une ligne en pointillé.

Pour le point E choisi les pertes $p_{\text{méc. com}}$ peuvent être exprimées, à l'échelle adoptée précédemment, par le segment $ea = OO''$:

$$p_{\text{mec. com}} = p_{\text{méc}} + p_{\text{com}} = m_p ea. \tag{21-20}$$

De cette façon, la puissance utile sur l'arbre $P_2 = P_{\text{méc}} - p_{\text{méc. com}}$ est exprimée par le segment correspondant $Ee = Ea - ea$:

$$P_2 = m_p Ee. \tag{21-21}$$

Le rendement du moteur $\eta = \frac{P_2}{P_1}$ est alors exprimé par le rapport des segments Ee et Ed:

$$\eta = \frac{Ee}{Ed} \tag{21-22}$$

L'analyse des éléments du diagramme de cercle faite plus haut permet de préciser la valeur des différentes lignes utilisées dans les constructions. Vu que la perpendiculaire abaissée sur l'axe des abscisses donne à une échelle détérminée la puissance primaire fournie au moteur, cet axe peut être appelé ligne de puissance primaire qui satisfait à l'équation $P_1 = 0$. De la même façon la ligne OF qui réunit les points du cercle à glissement $g = 0$ et $g = \pm\infty$ est la ligne de puissance électromagnétique qui satisfait à l'équation $P_{\text{ém}} = 0$. La droite OA qui réunit les points $g = 0$ et $g = 1{,}0$ est la ligne de puissance mécanique qui satisfait à l'équation $P_{\text{méc}} = 0$. Enfin, la ligne $O''e$ est la ligne de puissance utile $P_2 = 0$.

Dans le cas considéré, nous déterminons les puissances $P_{\text{ém}}$, $P_{\text{méc}}$ et P_2 par les segments entre le point qui se trouve sur le cercle et la droite correspondante de puissance $P_{\text{ém}} = 0$, $P_{\text{méc}} = 0$ et $P_2 = 0$. Mais au lieu de cela, selon la théorie générale des diagrammes de cercle examinée dans les cours de l'électrotechnique théorique, on pourrait du point donné du cercle abaisser une perpendiculaire sur chacune des lignes de puissance. Ces perpendiculaires exprimeraient également les puissances à certaines échelles déterminées mais différentes pour chaque ligne de puissance et pour cette raison la méthode décrite plus haut d'après laquelle toutes les puissances et les pertes sont exprimées à la même échelle est plus pratique.

d) Construction de l'échelle de glissement. Traçons la tangente Ok au cercle (fig. 21-12) au point O à glissement $g = 0$ et la droite knm parallèle à OB de la puissance électromagnétique $P_{\text{ém}} = 0$ à une distance telle que le segment km entre la ligne Ok et la ligne de puissance mécanique $P_{\text{méc}}$ soit facilement divisible en 100 parties. Nous allons montrer que le prolongement de la ligne du courant secondaire $-I_2''$ marquera au point n sur l'échelle km ainsi obtenue la valeur du glissement correspondant au point E.

Les triangles *Okm* et *Oab* sont semblables car les deux de leurs côtés sont parallèles et le troisième est commun. Il en découle la proportion suivante:

$$\frac{ab}{Ob}=\frac{Ok}{km}.$$

Pour les mêmes raisons le triangle *Okn* est semblable au triangle *OEb* d'où résulte la proportion suivante:

$$\frac{Ob}{Eb}=\frac{kn}{Ok}.$$

En multipliant les deux proportions on obtient:

$$\frac{ab}{Eb}=\frac{kn}{km}.$$

Mais comme nous avons montré précédemment que le glissement

$$g=\frac{p_{c2}}{P_{ém}}=\frac{ab}{Eb},$$

on a:

$$\frac{kn}{km}=g.$$

Le segment *km* de l'échelle donne les glissements pour la machine asynchrone fonctionnant en moteur. Si on prolonge l'échelle de

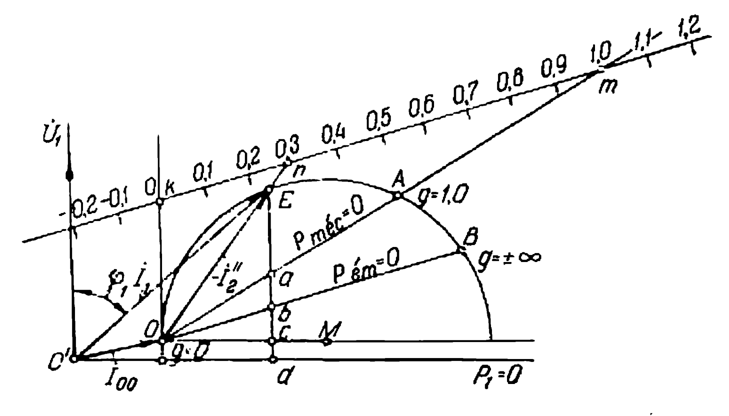


Fig. 21-12. Construction de l'échelle des glissements.

glissement *km* de deux côtés et qu'on la divise à la même échelle que sur le segment *km*, à droite du point *m* on obtiendra les valeurs de $g>1{,}0$ et à gauche du point *k* on obtiendra les valeurs négatives: $g<0$. Pour les glissements $1<g<+\infty$ la machine asynchrone fonctionne en frein et pour les glissements négatifs ($g<0$) elle fonctionne en générateur.

On peut également construire l'échelle de glissement par d'autres méthodes, par exemple en partant des équations générales du cercle

représentant le lieu géométrique avec un paramètre variable g. Ce cercle peut être transformé en droite parallèle à la tangente au point $g = \pm \infty$ avec le paramètre g uniformément réparti sur cette

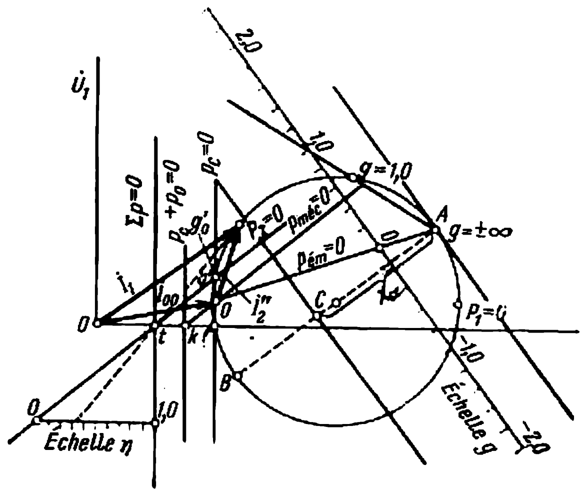


Fig. 21-13. Construction de l'échelle des glissements en partant des équations générales du cercle.

droite et qui se trouve du point $g = \pm \infty$ à la distance $AC = \frac{U_1}{AB} = \frac{U_1}{X_{cc}}$ (fig. 21-13). Il est évident que toute autre droite parallèle

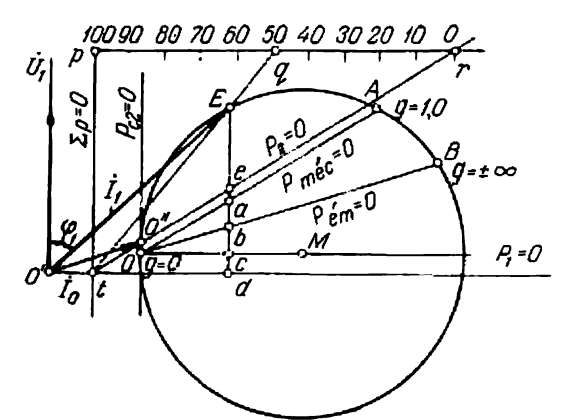


Fig. 21-14. Construction de l'échelle de rendement pour la marche en moteur.

à la tangente au point $g = \pm \infty$ peut aussi servir d'échelle pour g (fig. 21-4). Le glissement est calculé au point d'intersection du vecteur I_2'' ou de son prolongement avec l'échelle de glissement. Cette

échelle peut indiquer de façon plus précise le glissement pour de faibles charges, car les lignes réunissant la fin du vecteur de courant $-I''_2$ avec le point $g = \pm \infty$ peuvent être tracées dans ce cas avec une plus grande précision que lorsqu'elles sont réunies avec le point $g = 0$ comme dans la méthode décrite précédemment où elles sont trop proches de la tangente en ce point.

e) Construction de l'échelle de rendement. Pour construire l'échelle de rendement on prolonge la ligne $P_2 = 0$ (fig. 21-14) jusqu'à son intersection avec la ligne $P_1 = 0$ (axe d'abscisses) au point t. Par ce point t on trace la droite tp parallèle à l'axe des ordonnées ; cette droite représentera la ligne des pertes totales $\sum p = 0$. Traçons la droite pr parallèle à la ligne $P_1 = 0$ à une distance telle que le segment pr entre la droite tp et la ligne tr soit divisible en 100 parties.

Le triangle tpr est semblable au triangle ted car les deux côtés de ces triangles sont parallèles et les troisièmes se trouvent sur une ligne commune. Il découle de ces triangles semblables la proportion suivante :

$$\frac{ed}{td} = \frac{tp}{pr} .$$

Les triangles tpq et tEd sont semblables pour les mêmes raisons que les triangles examinés précédemment. Il résulte de la similitude de ces triangles la proportion suivante :

$$\frac{td}{Ed} = \frac{pq}{tp} .$$

En multipliant les deux proportions, on trouve la proportion suivante :

$$\frac{ed}{Ed} = \frac{pq}{pr} .$$

De cette proportion on peut tirer une autre proportion :

$$\frac{Ed - ed}{Ed} = \frac{pr - pq}{pr}$$

ou

$$\frac{Ee}{Ed} = \frac{qr}{pr} .$$

Nous avons établi précédemment que le rendement pour le régime moteur est :

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{Ee}{Ed}$$

et par conséquent :

$$\eta = \frac{qr}{pr} ,$$

c'est-à-dire que le segment *pr* est l'échelle de rendement pour le fonctionnement en moteur.

L'échelle de rendement pour la marche en générateur d'une machine asynchrone est construite de façon analogue à celle utilisée pour la marche en moteur (fig. 21-15).

Traçons sur la fig. 21-15 la ligne de puissance mécanique amenée $P_2 = 0$ jusqu'à son intersection au point t avec la ligne de puissance électrique P_1 fournie à la machine. Ensuite, comme dans le cas du moteur, on trace la droite tp parallèle à l'axe des ordonnées, qui représentera alors la ligne $\sum p = 0$. Vu que dans le cas d'un générateur la puissance utile est la puissance primaire P_1 fournie au réseau,

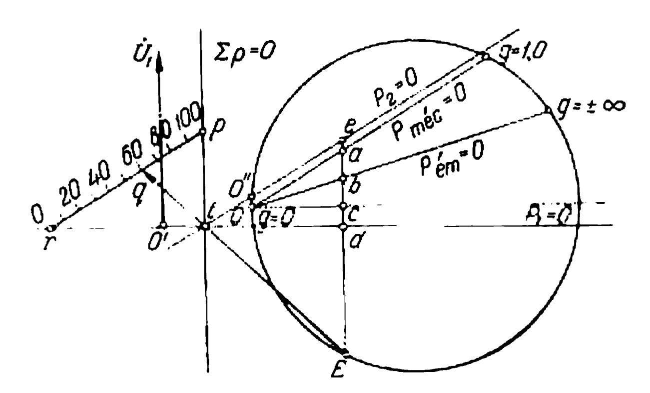


Fig. 21-15. Construction de l'échelle de rendement pour la marche en générateur.

la ligne de l'échelle de rendement *pr* est maintenant tracée entre les lignes $\sum p = 0$ et $P_1 = 0$ parallèlement à la ligne $P_2 = 0$ qui dans ce cas, à la différence de la marche en moteur, est la ligne de la puissance fournie au moteur.

Le triangle *ted* (fig. 21-15) est semblable au triangle *rpt* car tous les côtés de ces triangles sont parallèles. Vu que ces triangles sont semblables, on peut écrire la proportion suivante:

$$\frac{ed}{et} = \frac{tp}{rp} .$$

Les triangles *teE* et *qpt* sont semblables pour les mêmes raisons que les triangles précédents. On peut donc écrire la proportion suivante:

$$\frac{et}{eE} = \frac{qp}{tp} .$$

En multipliant les deux proportions, on obtient une nouvelle proportion :

$$\frac{ed}{eE} = \frac{qp}{rp} .$$

De cette proportion on peut tirer la proportion suivante

$$\frac{eE - ed}{eE} = \frac{rp - qp}{rp}$$

ou

$$\eta = \frac{dE}{eE} = \frac{rq}{rp} .$$

Pour le fonctionnement en générateur l'expression du rendement prend la forme:

$$\eta = \frac{rq}{rp} ,$$

c'est-à-dire que le segment rp est l'échelle de rendement pour la marche en générateur de la machine asynchrone.

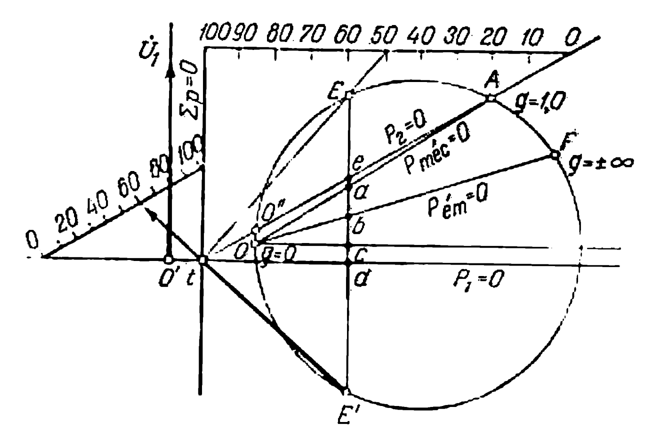


Fig. 21-16. **Construction de l'échelle pour une détermination plus précise du rendement aux grands glissements.**

La méthode de construction de l'échelle de rendement pour les fonctionnements en moteur et en générateur d'une machine asynchrone (fig. 21-14 et 21-15) donne les résultats les plus précis pour les faibles glissements qui correspondent aux conditions de fonctionnement de la machine dans les limites de charges et surcharges normales. Si l'on voulait obtenir des valeurs plus précises du rendement pour de grands glissements qui s'approchent de $g = 1,0$ et $g = -1,0$, il serait plus exact de tracer la ligne $P_2 = 0$ non pas parallèlement à la ligne $P_{méc} = 0$, comme nous l'avons fait lors de la construction des échelles de rendement sur les fig. 21-14 et 21-15, mais de représenter la ligne $P_2 = 0$ sous forme d'une droite passant par le point O'' (fin du vecteur du courant réel à vide) et le point A à glissement $g = 1,0$ (fig. 21-16). Pour le reste la construction du diagramme est la même. Il est évident qu'en construisant le diagramme de cercle comme sur la fig. 21-16 la détermination du rendement pour de

faibles glissements sera un peu moins précise que d'après les diagrammes de cercle des fig. 21-14 et 21-15.

La construction de l'échelle de rendement indiquée plus haut résulte également de l'examen du schéma équivalent corrigé (fig. 19-14). En effet, les pertes dans le moteur asynchrone dans ce cas comprennent les pertes dans le circuit principal à courant $-I_2''$ et les pertes du circuit dérivé à courant I_{00}. Vu que le circuit principal se compose des résistances branchées en série $R_{cc} = R_1 + R_2$, la ligne de pertes dans le cuivre $p_c = 0$ est représentée par la tangente au point O (fig. 21-13). Les pertes dans le circuit dérivé sont exprimées par le segment Of et pour cette raison lorsqu'on veut obtenir les pertes totales il faut prolonger la ligne de puissance secondaire $P_{méc} = 0$ jusqu'à son intersection au point k avec l'axe des abscisses qui représente la ligne de puissance primaire $P_1 = 0$; la ligne parallèle à la ligne $p_c = 0$ représentera alors la ligne de pertes totales des deux circuits $p_c + p_0 = 0$. Pour tenir compte des pertes mécaniques et complémentaires dans le moteur il faut prendre en considération le fait qu'en marche à vide la fin du vecteur de courant se trouve au point O'' et non pas au point O (fig. 21-14, 21-15).

En traçant par le point O'' (fig. 21-15) une droite parallèle à la ligne $P_{méc} = 0$, on obtient la ligne de puissance utile $P_2 = 0$ qui à son intersection avec la ligne $P_1 = 0$ donnera le point t. En traçant par t une droite parallèle à l'axe des ordonnées, on obtient la ligne de pertes totales $\sum p = 0$.

Vu que par suite de la construction les lignes obtenues $\sum p = 0$ et $P_2 = 0$ sont identiques à la construction géométrique indiquée précédemment, l'échelle de rendement sera également un segment de droite parallèle à la ligne $P_1 = 0$, ce segment étant compris entre les lignes $P_2 = 0$ et $\sum p = 0$.

f) Détermination du facteur de puissance ($\cos \varphi$). Pour déterminer le $\cos \varphi$ avec le $I_1 = m_i OD$ donné, il est le plus facile de tracer sur l'axe des ordonnées un segment facilement divisible en 10 parties (fig. 21-17) et de construire sur ce segment pris comme diamètre un demi-cercle. Le segment Oh à l'intersection du vecteur I_1 ou de son prolongement avec le demi-cercle Of est la mesure du facteur de puissance du moteur car:

$$\cos \varphi = \frac{Oh}{Of} .$$

g) Capacité de surcharge (couple renversant) du moteur. On appelle capacité de surcharge d'un moteur le rapport (§ 20-5):

$$k_c = \frac{C_{max}}{C_n} .$$

Pour déterminer d'après le diagramme de cercle le couple C_{max} on abaisse du centre O_1 du cercle de courant une perpendiculaire sur

la ligne de puissance électromagnétique $P_{ém} = 0$ (fig. 21-17) et on la prolonge jusqu'à son intersection avec le cercle de courant au point S. Le segment

$$Sl = \frac{C_{max}}{m_c}$$

et par conséquent

$$k_c = \frac{C_{max}}{C_n} = \frac{Sl}{dD}$$

à condition que le point D du diagramme corresponde au régime nominal.

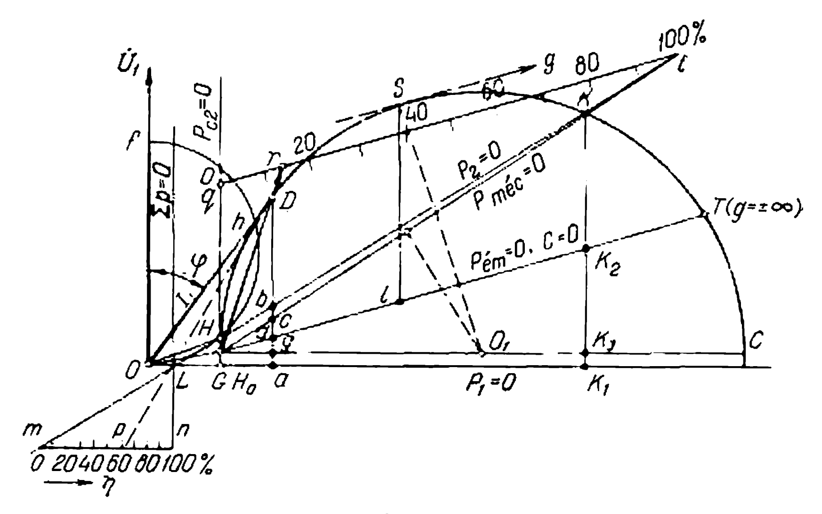


Fig. 21-17. Diagramme de cercle corrigé d'un moteur asynchrone.

On peut trouver le point S par une autre méthode. Il suffit pour cela de tracer une tangente au cercle de courant parallèle à la ligne de puissance électromagnétique $P_{ém} = 0$.

Exemple 21-1.

Tracer le diagramme de cercle d'un moteur asynchrone triphasé à rotor bobiné d'après les paramètres du schéma équivalent corrigé en L indiqué dans l'exemple 19-1.

Construisons le vecteur du courant à vide du circuit dérivé ($O'O$), fig. 21-11 :

$$I_0 = 17{,}5 \text{ A}, \quad \cos \varphi_0 = 0{,}118,$$

$$I_{0a} = 17{,}5 \cdot 0{,}118 = 2{,}06 \text{ A}.$$

Construisons ensuite le vecteur du courant de court-circuit du circuit principal pour le glissement $g = 1.0$ (OA) :

$$I''_{2k} = 216 \text{ A}, \quad \cos \varphi_{cc} = 0{,}163.$$

Traçons du point A (fig. 21-11) une perpendiculaire à l'axe des abscisses pour le glissement $g = 1{,}0$ jusqu'à l'intersection au point C avec la droite Og tracée parallèlement à l'axe des abscisses depuis la fin du vecteur du courant à vide I_0 et divisons le segment AC au point B dans le rapport:

$$R_1 : R_2 = 0{,}7 : 0{,}604.$$

La droite OB tracée depuis la fin du vecteur du courant à vide par le point B est la ligne de puissance électromagnétique $P_{\text{ém}} = 0$ et en même temps la ligne du couple moteur $C = 0$.

La droite OA est la ligne de puissance mécanique $P_{\text{méc}} = 0$, et l'axe des abscisses est la ligne de puissance primaire $P_1 = 0$.

Traçons du milieu du segment OA une perpendiculaire jusqu'à son intersection avec la droite Og au point M qui est le centre du cercle du courant au rayon OM. La fin du vecteur du courant à charge nominale $I_1 = I_{\text{sn}} = 60$ A et $\cos\varphi = \cos\varphi_n = 0{,}89$ se trouve sur le cercle du courant (point E). La valeur du courant actif est alors exprimée par le segment $Ed \perp HN$. La somme des pertes mécaniques et complémentaires à charge nominale est:

$$p_{\text{méc}} + p_{\text{com}} = 2 + 1{,}4 = 3{,}4 \text{ kW},$$

ce qui permet de déterminer la composante correspondante du courant actif :

$$ea = \frac{p_{\text{méc}} + p_{\text{com}}}{\sqrt{3}\,U_1} = \frac{3{,}4 \cdot 10^3}{\sqrt{3} \cdot 3000} = 0{,}65 \text{ A}.$$

Traçons ensuite une droite, parallèle à la ligne OA à la distance $ea = 0{,}65$ A de celle-ci, qui représente la ligne de puissance utile $P_2 = 0$. Le rendement à charge nominale est égal au rapport de la puissance utile P_2 à la puissance primaire P_1 ou

$$\eta = \frac{Ee}{Ed} = \frac{96 \cdot 100}{105} = 91{,}5 \ \%.$$

Le courant secondaire du circuit principal est $I''_{2n} = OE = 52$ A.

21-3. Diagramme de cercle précis

Le schéma équivalent total (fig. 19-5) transformé en schéma équivalent précis avec circuit magnétisant rapporté aux bornes (fig. 19-6) permet de construire un diagramme de cercle précis. Dans ce schéma, seule la résistance du circuit principal $\frac{r'_2}{g}\dot{\sigma}_1^2$ dépend du glissement tandis que tous les autres paramètres du circuit principal et du circuit dérivé n'en dépendent pas, ce qui permet d'utiliser pour la construction du diagramme de cercle précis et pour son analyse les mêmes méthodes que pour le diagramme de cercle corrigé. Le schéma équivalent précis transformé est représenté sur la fig. 19-6.

Le coefficient de correction $\dot{\sigma}_1$, lorsqu'on néglige les pertes dans le fer ($r_m = 0$), peut être exprimé par:

$$\dot{\sigma}_1 = 1 + \frac{Z_1}{Z_m} \approx 1 + \frac{r_1 + jx_1}{jx_m} = \left(1 + \frac{x_1}{x_m}\right) - j\,\frac{r_1}{x_m} = \sigma_1 \varepsilon^{-j\psi}, \qquad (21\text{-}23)$$

où le module de $\dot{\sigma}_1$ est égal:

$$\sigma_1 = |\dot{\sigma}_1| = \sqrt{\left(1+\frac{x_1}{x_m}\right)^2 + \left(\frac{r_1}{x_m}\right)^2} \approx 1+\frac{x_1}{x_m}, \qquad (21\text{-}24)$$

et son argument ψ est déterminé par la relation:

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{r_1}{x_1+x_m}.$$

L'expression de l'impédance du circuit principal si on tient compte de (21-23) peut être transformée de la façon suivante:

$$Z_r = Z_1\dot{\sigma}_1 + Z_2'\dot{\sigma}_1^2 = Z_1\sigma_1\varepsilon^{-j\psi} + Z_2'\sigma_1^2\varepsilon^{-j2\psi} = \varepsilon^{-j2\psi}[Z_1\sigma_1\varepsilon^{j\psi} + Z_2'\sigma_1^2] =$$

$$= \varepsilon^{-j2\psi}\left[(r_1+jx_1)\sigma_1(\cos\psi + j\sin\psi) + \left(\frac{r_2'}{g}+jx_2'\right)\sigma_1^2\right]. \qquad (21\text{-}25)$$

Vu que r_1 est généralement très petit par rapport à (x_1+x_m) on peut admettre que $\sin\psi$ et $\cos\psi$ sont:

$$\sin\psi = \frac{r_1}{\sqrt{r_1^2+(x_1+x_m)^2}} \approx \frac{r_1}{x_1+x_m},$$

$$\cos\psi = \frac{x_1+x_m}{\sqrt{r_1^2+(x_1+x_m)^2}} \approx 1.$$

On a alors:

$$Z_r = \varepsilon^{-j2\psi}\left\{\left[\left(r_1 - x_1\frac{r_1}{x_1+x_m}\right)\frac{x_1+x_m}{x_m} + \frac{r_2'}{g}\sigma_1^2\right] + \right.$$

$$\left. + j\left(x_1\sigma_1 + x_2'\sigma_1^2 + \frac{r_1^2}{x_1+x_m}\sigma_1\right)\right\} =$$

$$= \varepsilon^{-j2\psi}\left[\left(r_1+\frac{r_2'}{g}\sigma_1^2\right) + j\left(X_{cc}+\frac{r_1^2}{x_m}\right)\right] = \varepsilon^{-j2\psi}Z_{r\psi}, \qquad (21\text{-}26)$$

où

$$Z_{r\psi} = \left(r_1+\frac{R_2}{g}\right) + j\left(X_{cc}+\frac{r_1^2}{x_m}\right) \qquad (21\text{-}27)$$

et

$$\left.\begin{aligned} R_2 &= r_2'\sigma_1^2, \\ X_{cc} &= X_1 + X_2 = x_1\sigma_1 + x_2'\sigma_1^2 \end{aligned}\right\} \qquad (21\text{-}28)$$

et 2ψ est déterminé de la relation:

$$\operatorname{tg}2\psi \approx 2\operatorname{tg}\psi = \frac{2r_1}{x_1+x_m}. \qquad (21\text{-}29)$$

En partant des transformations faites précédemment, le schéma équivalent précis transformé peut être représenté sous sa forme développée (fig. 21-18).

D'après les expressions (21-26) et (21-27) le courant du circuit principal du schéma indiqué sur la fig. 21-18 est:

$$-\dot{I}_2'' = \frac{\dot{U}_1}{Z_r} = \frac{\dot{U}_1\varepsilon^{j2\psi}}{Z_{r\psi}} = \frac{\dot{U}_1\varepsilon^{j2\psi}}{\left(r_1+\frac{R_2}{g}\right)+j\left(X_{cc}+\frac{r_1^2}{x_m}\right)}. \qquad (21\text{-}30)$$

Le dénominateur de l'équation (21-30) du courant $-\dot{I}_2''$ pour un schéma équivalent précis transformé $Z_{r\psi}$, ainsi que le dénominateur Z_r dans le cas d'un schéma équivalent corrigé [égalité (21-1)], n'a qu'un seul terme $\frac{R_2}{g}$ qui dépend du glissement. Nous avons montré plus haut que la fin du vecteur du courant $-\dot{I}_2''$ du schéma équivalent corrigé décrit un cercle lorsque g varie. Il est évident que dans le cas considéré la fin du vecteur du courant $-\dot{I}_2''$ décrira également un cercle mais puisque le numérateur comporte le facteur complémentaire $\varepsilon^{j2\psi}$ le cercle du courant sera tourné d'un

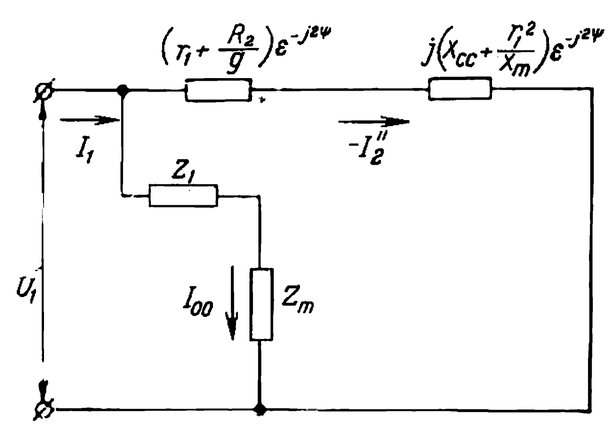


Fig. 21-18. Schéma équivalent précis.

angle 2ψ dans le sens antihoraire par rapport au cercle du courant représenté sur la fig. 21-10.

Selon (21-30), le diamètre du diagramme de cercle précis sera:

$$D = \frac{U_1}{X_{cc} + \frac{r_1^2}{x_m}}. \qquad (21\text{-}31)$$

Le dénominateur dans l'expression du diamètre du diagramme de cercle précis comparé au diamètre du diagramme de cercle corrigé [égalité (21-3)] diffère par un terme complémentaire $\frac{r_1^2}{x_m}$. Vu que le terme $\frac{r_1^2}{x_m}$ est généralement petit par rapport à X_{cc}, son influence sur la valeur du diamètre du cercle de courant peut se manifester seulement dans les machines de faible puissance et dans les machines normales seulement lors du branchement d'une résistance additionnelle dans le circuit primaire du moteur ou lors d'une forte diminution de la fréquence qui fait diminuer considérablement X_{cc}. Dans les autres cas, le diamètre du diagramme de cercle lors de la construction du diagramme précis ou du diagram-

me corrigé peut être adopté comme étant égal à :

$$D=\frac{U_1}{X_{cc}}=\frac{U_1}{X_1+X_2}. \tag{21-32}$$

Lorsque le cercle de courant du circuit principal tourne d'un angle de 2ψ dans le sens antihoraire, le diamètre du cercle, la ligne de pertes dans le cuivre du circuit principal $p_c = 0$ et la ligne de pertes totales $\sum p = 0$ tournent du même angle.

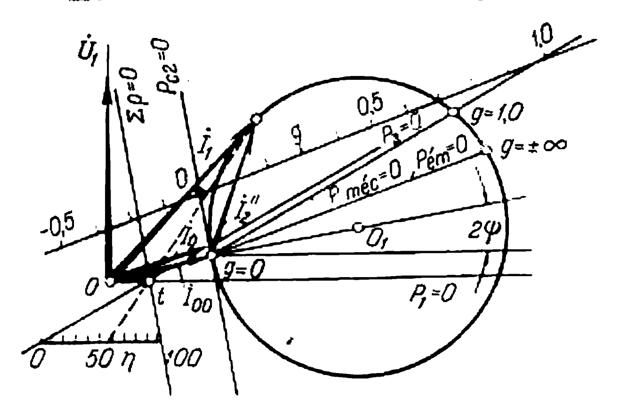


Fig. 21-19. Diagramme de cercle précis d'une machine asynchrone.

La fig. 21-19 représente le diagramme de cercle précis avec toutes ses particularités constructives indiquées plus haut et avec les échelles de glissement et de rendement correspondantes. Pour faciliter la construction, l'échelle de rendement a été placée au-dessous de l'axe des abscisses.

Exemple 21-2.

Calculer les réactances et les résistances des enroulements et les paramètres correspondants pour construire un diagramme de cercle précis (fig. 21-19) d'un moteur asynchrone triphasé de faible puissance à rotor en court-circuit.

Données du moteur : $P_2 = 120$ W ; $U_1 = 380/220$ V ; $I_{1s} = 0,44$ A ; $\eta = 0,58$; $\cos\varphi = 0,72$; $2p = 4$; $D_a = 102$ mm ; $D = 60$ mm ; $\tau = 47$ mm ; $l = 46$ mm ; nombre d'encoches du stator $Z_1 = 24$; nombre d'encoches du rotor $N_2 = 18$; nombre de spires connectées en série du stator $w_1 = 1\,016$; l'enroulement est à une couche à pas diamétral selon le type de la fig. 3-7 à nombre d'encoches par pôle et par phase $q_1 = 2$. Les encoches du stator (leur forme est représentée sur la fig. 5-3, *c*) ont les dimensions suivantes : $h_1 = 9$ mm ; $h_2 = 0,5$ mm ; $h_3 = 0,5$ mm, $h_4 = 0,5$ mm ; $b_1 = 7,5$ mm ; $b_3 = 5,3$ mm ; $b_2 = 1,8$ mm ; le facteur de bobinage $k_{b1} = k_{d1} = 0,966$ (d'après le tableau 2-2).

La perméance de dispersion de l'enroulement statorique se trouvant dans l'encoche $\lambda_{en1} \approx 2,4$.

La perméance de dispersion de la partie frontale de l'enroulement statorique, selon la formule (5-20), est :

$$\Lambda_{f1}=q\lambda_f\frac{l_f}{l}=2\cdot\left(0,67-0,43\frac{\tau}{l_f}\right)\frac{l_f}{l}=2\cdot\left(0,67-0,43\frac{4,7}{9,2}\right)\frac{9,2}{4,6}=1,80.$$

L'entrefer $\delta = 0{,}25$, le coefficient de l'entrefer $k_\delta = 1{,}2$, le coefficient de saturation du circuit magnétique $k_\mu = 1{,}1$, la perméance de dispersion différentielle [formule (5-27)] pour un coefficient de dispersion différentielle $k_d = 0{,}028$ (voir les courbes de la fig. 5-5 pour $q = 2$ à pas diamétral de l'enroulement) :

$$\lambda_{d1} = \frac{3\cdot 2\cdot 0{,}966^2\cdot 4{,}7}{\pi^2\cdot 1{,}2\cdot 1{,}1\cdot 0{,}025}\cdot 0{,}028 = 2{,}27.$$

La somme des perméances de dispersion de l'enroulement statorique

$$\sum \lambda_1 = 2{,}4 + 1{,}80 + 2{,}27 = 6{,}47.$$

La réactance de l'enroulement statorique [formule (5-14)]

$$x_1 = 4\pi\cdot 50\cdot 1{,}26\cdot 10^{-8}\cdot\frac{4{,}6\cdot 1016^2}{2\cdot 2}\cdot 6{,}47 = 60{,}6 \text{ ohms.}$$

La résistance de l'enroulement statorique à 75 °C

$$r_1 = 108{,}5 \text{ ohms.}$$

La réactance du circuit magnétisant d'après la formule (5-5)

$$x_m = 2\cdot 3\cdot 50\cdot\frac{1{,}26\cdot 10^{-8}\cdot 6\cdot 4{,}6\cdot 1016^2\cdot 0{,}966^2}{1{,}2\cdot 1{,}1\cdot 0{,}025\cdot 2^2} = 815 \text{ ohms.}$$

Les rapports

$$\frac{x_1}{x_m} = \frac{60{,}6}{815} = 0{,}075;\quad \frac{r_1}{x_m} = \frac{108{,}5}{815} = 0{,}133;$$

$$\frac{r_1^2}{x_m} = 14{,}3 \text{ ohms.}$$

La perméance de dispersion de la partie de l'enroulement rotorique se trouvant dans les encoches

$$\lambda_{en2} = 1{,}40.$$

La perméance de dispersion de la partie frontale de l'enroulement rotorique d'après la formule (18-25a)

$$\lambda_{6.an} = \frac{18\cdot 4{,}7}{2\cdot 2\cdot 3\cdot 4{,}6}\cdot 0{,}14 = 0{,}22,$$

où $g_f = 0{,}14$ pour $\frac{l_c}{\varepsilon} = 3{,}77$ et $\frac{\tau}{l_c} = 2{,}35$ (fig. 18-6).

La perméance de dispersion différentielle [formule (5-27)]

$$\lambda_{d2} = \frac{18\cdot 4{,}7\cdot 0{,}966^2}{2\cdot 2\cdot \pi^2\cdot 1{,}2\cdot 1{,}1\cdot 0{,}025}\cdot 0{,}07 = 4{,}53,$$

où

$$k_{d2} = 0{,}07 \text{ pour } \frac{N_2}{2p} = 4{,}5 \text{ (fig. 18-7).}$$

La somme des perméances de dispersion de l'enroulement rotorique

$$\sum \lambda_2 = 1{,}40 + 0{,}22 + 4{,}53 = 6{,}15.$$

La réactance de l'enroulement court-circuité du rotor

$$x_2 = 2\pi\cdot 1{,}26\cdot 10^{-8}\cdot 50\cdot 4{,}6\cdot 6{,}15 = 0{,}000112 \text{ ohm.}$$

Le coefficient de réduction de l'enroulement rotorique à l'enroulement statorique

$$k = \frac{4 \cdot 3 \cdot 1016^2 \cdot 0{,}966^2}{18} = 644\,000.$$

La réactance de l'enroulement rotorique réduite à l'enroulement statorique

$$x_2' = 0{,}000112 \cdot 644\,000 = 72{,}0 \text{ ohms}.$$

Le rapport

$$\frac{x_2'}{x_m} = 0{,}087.$$

La résistance ohmique d'une barre de la cage d'écureuil du rotor

$$r_b = 5{,}74 \cdot 10^{-5} \text{ ohm}.$$

La résistance ohmique des deux portions des anneaux de court-circuitage de la cage d'écureuil à diamètre moyen $D_{an} = 44{,}5$ mm et à section de 130 mm² des deux côtés

$$r_{é.\,an} = 0{,}52 \cdot 10^{-5} \text{ ohm}.$$

La résistance des deux portions des anneaux de court-circuitage de la cage rapportée à la résistance d'une barre de la cage d'écureuil [formule (18-24)]

$$r'_{é.\,an} = 1{,}11 \cdot 10^{-5} \text{ ohm}.$$

La résistance totale d'une barre avec deux portions adjacentes des anneaux de court-circuitage

$$r_2 = r_b + r'_{é.\,an} = 6{,}84 \cdot 10^{-5} \text{ ohm}.$$

La résistance de l'enroulement secondaire rapportée à l'enroulement primaire

$$r_2' = r_2 k = 6{,}84 \cdot 10^{-5} \cdot 64{,}4 \cdot 10^4 = 44{,}0 \text{ ohms}.$$

Le rapport

$$\frac{r_2'}{x_m} = \frac{44}{815} = 0{,}053.$$

Le module du coefficient de correction d'après (21-24)

$$\sigma_1 = \sqrt{(1 + 0{,}075)^2 + 0{,}133^2} = 1{,}08$$

et son argument

$$\psi = \operatorname{arctg} \frac{108{,}5}{60{,}6 + 815} = \operatorname{arctg} 0{,}124.$$

Les paramètres du circuit principal d'un schéma équivalent précis en L selon la formule (21-28)

$$R_2 = 51{,}5 \text{ ohms}; \quad X_{cc} = 151{,}4 \text{ ohms}.$$

Le diamètre du cercle du diagramme circulaire précis [formule (21-31)]

$$D = \frac{U_1}{X_{en\,cc}} = \frac{220}{165{,}7} = 1{,}33 \text{ A},$$

où

$$X_{en\,cc} = X_{cc} + \frac{r_1^2}{x_m} = 151{,}4 + 14{,}3 = 165{,}7 \text{ ohms}.$$

Les angles entre le diamètre du diagramme de cercle et les lignes des puissances électromagnétique et mécanique totale

$$\psi_{é} = \operatorname{arctg} \frac{r_1}{X_{\text{en cc}}} = \operatorname{arctg} \frac{108,5}{165,7} = \operatorname{arctg} 0,656;$$

$$\psi_{cc} = \operatorname{arctg} \frac{r_1 + R_2}{X_{\text{en cc}}} = \operatorname{arctg} \frac{108,5+51,5}{165,7} = \operatorname{arctg} 0,97.$$

Le courant du circuit magnétisant pour $g=0$, d'après la formule (19-20)

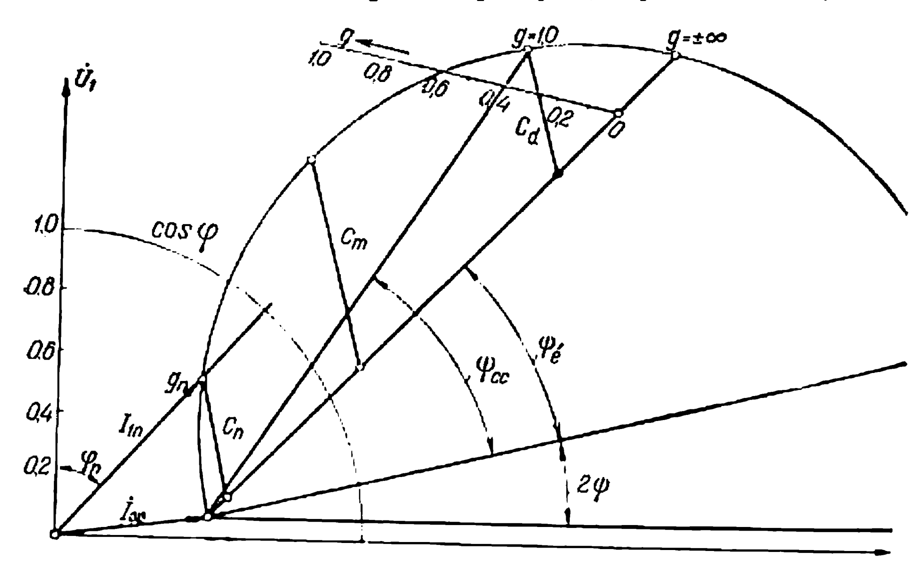


Fig. 21-20. Diagramme de cercle précis d'une machine asynchrone selon les données indiquées dans l'exemple 21-2.

en tenant compte de la formule (19-27),

$$\dot{I}_{00} = \frac{\dot{U}_1}{Z_m \cdot \dot{\sigma}_1} \approx \frac{\dot{U}_1}{jx_m\left(\sigma_1 - j\,\frac{r_1}{x_m}\right)} = 0,030 - j0,245 \text{ A}$$

(nous négligeons la résistance r_m vu sa faible valeur).

D'après les données obtenues on a construit le diagramme de cercle précis sur la fig. 21-20.

21-4. Lieu géométrique des courants des machines asynchrones à paramètres variables

Lors d'une analyse précise tous les paramètres des machines sont variables vu que les résistances dépendent de la température de l'enroulement et les réactances inductives x_m, x_1 et x_2' sont déterminées par le degré de saturation du fer par le flux principal ou les flux de dispersion.

Généralement le fer actif d'une machine asynchrone, en particulier dans la zone des dents, est très saturé et pour cette raison la courbe d'induction magnétique suivant l'entrefer pour une F.M.M. sinusoïdale diffère considérablement de la forme sinusoïdale (fig. 21-21,*a*). Un tel aplatissement de la courbe du champ entraîne la diminution du courant magnétisant et l'accroissement des pertes dans le fer. Pour cette raison lors du calcul détaillé d'une machine asynchrone il faut prendre en considération cette influence. Admettons que la F.M.M. d'aimantation est répartie sinusoïdalement suivant le pas polaire (fig. 21-21,*a*, courbe F_{aim}). Par suite de la

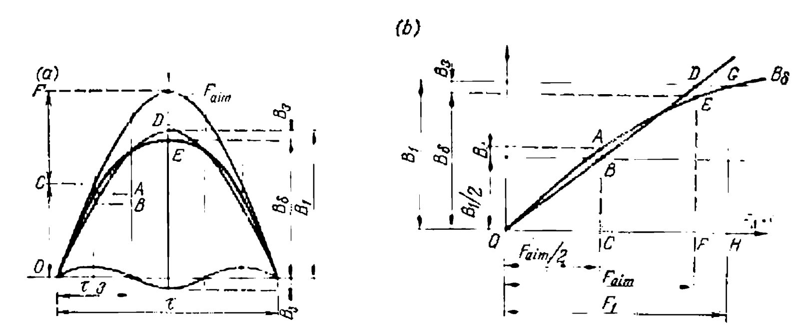


Fig. 21-21. Détermination des inductions réelles et du flux magnétique dans une machine saturée.

saturation du fer, principalement dans la zone des dents statoriques et rotoriques, la courbe du champ magnétique s'aplatit (courbe B_δ). En négligeant les harmoniques supérieurs du champ, sauf le troisième, on peut admettre que la courbe du champ comprend l'harmonique fondamental B_1 et le troisième harmonique B_3. L'harmonique fondamental du champ induit dans l'enroulement primaire l'harmonique fondamental de la F.É.M., mais le troisième harmonique du champ n'influe pas sur l'enroulement triphasé.

La valeur de l'harmonique fondamental de l'induction B_1 est déterminée par la valeur de l'harmonique fondamental de la F.É.M. Le troisième harmonique du champ magnétique peut être déterminé en partant de la courbe d'aimantation (fig. 21-21,*b*). Divisons le segment GH correspondant à l'induction B_1 en deux parties égales et menons par le point G et par le milieu du segment GH des lignes parallèles à l'axe des abscisses. De l'origine des coordonnées traçons encore une droite sous un angle tel que le segment $AB = DE$. Dans ce cas, $EF = B_\delta$ représentera l'induction réelle dans l'entrefer et OF donnera l'amplitude de la F.M.M. engendrant le flux magnétique. De façon analogue les segments $AB = ED$ représentent les amplitudes du troisième harmonique du champ B_3. Au lieu de la valeur d'amplitude du premier harmonique de l'induction magnétique on obtient donc l'induction réelle $B_\delta < B_1$; l'induction dans les dents

diminue alors. D'autre part, la F.M.M. F_1 diminue jusqu'à la valeur de F_{aim}. Mais dans les dos des noyaux statorique et rotorique l'induction augmente car, grâce au troisième harmonique, le flux total Φ augmente vu que (fig. 21-21,*a*):

$$\Phi = \frac{2}{\pi}\tau l B_1 + \frac{2}{\pi}\frac{\tau}{3} l B_3 = \frac{2}{\pi}\tau l\left(B_1 + \frac{B_3}{3}\right).$$

D'après la valeur de Φ on détermine le courant magnétisant et les inductions dont dépendent les pertes dans le fer.

De plus, le phénomène de déplacement du courant influe sur les paramètres. Dans certains cas, lors de la variation du régime de fonctionnement de la machine asynchrone les paramètres changent tellement que le lieu géométrique des courants n'est plus un cercle.

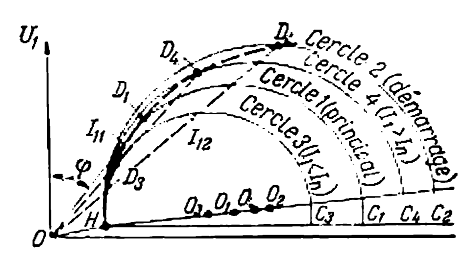


Fig. 21-22. Construction du lieu géométrique du courant pour $X_{cc} = f(I)$.

Les lieux géométriques des courants des moteurs spéciaux à encoches profondes et à deux cages sont indiqués dans le chapitre XXIII. Nous nous bornerons ici à examiner le lieu géométrique du courant d'un moteur d'exécution normale à réactance variable $X_{cc} = X_1 + X_2$. L'expérience montre que dans les moteurs à rotor en court-circuit à encoches rotoriques fermées la réactance X_{cc} diminue de plus de deux fois lorsque le courant passe de la valeur $I_1 = I_n$ à la valeur $I_1 \approx 5I_n$ par suite de la saturation du « pont » entre les dents par le flux de dispersion d'encoche. Dans ce cas, le diamètre du cercle de courant $D = U_1 : X_{cc}$ varie constamment en augmentant lorsque l'intensité du courant croît. Vu qu'à chaque valeur du courant correspond une valeur de la réactance, donc un diamètre du cercle de courant, on peut théoriquement construire un nombre infiniment grand de tels cercles. Pratiquement on se borne le plus souvent à tracer deux cercles pour deux valeurs de X_{cc} dont l'une correspond au courant de court-circuit à la tension $U_{cc} = U_n$ et l'autre correspond au courant $I_{cc} = I_n$. Le premier cercle sert à déterminer les caractéristiques de démarrage et l'autre correspond au régime de fonctionnement nominal et sert à définir les caractéristiques qui correspondent à ce régime (fig. 21-22). On peut appeler le premier cercle cercle de *démarrage* et le second — cercle *principal*. Les centres des deux cercles O_1 et O_2 se trouvent pratiquement sur la même droite HC_1C_2. Les diagrammes sont construits pour les deux cercles mais

seulement dans la partie qui se rapporte à chaque cercle donné. Dans des cas plus compliqués, on peut tracer de façon analogue plusieurs cercles, par exemple quatre, pour quatre valeurs du courant I_{11}, I_{12}, I_{13} et I_{14}. Aux courants I_{11} et I_{12} correspondent le cercle principal *1* et le cercle de démarrage *2* et aux courants I_{13} et I_{14} correspondent les cercles complémentaires *3* et *4*. En portant sur ces cercles les courants qui leur correspondent, on obtient les points D_1, D_2, D_3 et D_4 et en les réunissant par une courbe douce on peut construire le lieu géométrique du courant du moteur à réactance $X_{cc} = f(I_1)$. Si la relation $X_{cc} = f(I_1)$ est de nature hyperbolique, le lieu géométrique du courant d'une machine asynchrone, comme l'a montré L. Piotrovski, représente une boucle intérieure du limaçon de Pascal.

21-5. Essai à vide

On peut trouver le point H de la marche à vide sur le diagramme de cercle d'après les données théoriques ou expérimentales.

Lors de l'essai du moteur à vide il est alimenté sous la tension nominale U_n à fréquence nominale f_1. La tension doit être pratiquement sinusoïdale. Pour éviter des erreurs accidentelles on fait varier la tension d'alimentation dans certaines limites, généralement de 0,5 U_n à 1,2 U_n. Les courbes représentatives des relations I_0, I_{0r}, $P_{00} = P_0 - m_1 I_0^2 r_1$ en unités relatives et le cos φ sont indiqués sur la fig. 21-23.

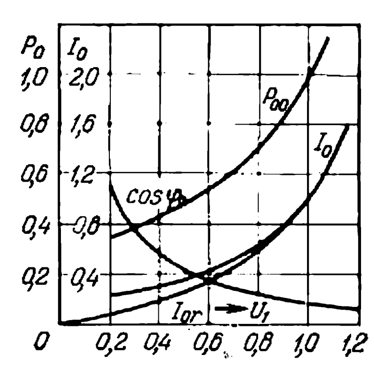


Fig. 21-23. Caractéristiques à vide d'un moteur asynchrone.

Pour des tensions proches de celles nominales les courbes du courant à vide I_0 et de sa composante inductive I_{0r} coïncident pratiquement, mais ensuite elles commencent à diverger de plus en plus vu que lors de la diminution de U_1 la composante active du courant I_{0a} devient de plus en plus importante. Pour $U_1 = U_n$ on a généralement le cos $\varphi \leqslant 0,12$ mais il croît notablement lorsque la tension diminue.

La courbe P_{00} représente une parabole presque régulière, car les pertes $p_{méc}$ sont constantes et les pertes $p_f + p_{com}$ sont presque proportionnelles au carré de la F.É.M. E_1, donc à la tension U_1.

21-6. Essai en court-circuit

Pour déterminer les paramètres de court-circuit on réalise l'essai en court-circuit analogue à celui d'un transformateur triphasé (voir tome I, chap. XVII).

Pour que le courant de court-circuit ne soit pas excessif on abaisse la tension U_{cc} appliquée à la machine asynchrone lors du court-circuit par rapport à la tension nominale U_n. Mais les réactances des machines asynchrones sont relativement plus grandes que celles des transformateurs et pour cette raison la tension de court-circuit $U_{cc}\ \% = \frac{U_{cc}}{U_n} \cdot 100$ correspondant au courant $I_{cc} = I_n$ est aussi plus grande. Pratiquement $U_{cc}\ \% = 15$ à 25 %. On a donc:

$$I_{ccn} = (7 \text{ à } 4)\, I_n,$$

où I_{ccn} est le courant de court-circuit pour $U_{cc} = U_n$.

On détermine les paramètres de court-circuit de la même façon que pour les transformateurs en partant de la même hypothèse que la puissance de court-circuit P_{cc} est dépensée pour couvrir les pertes dans le cuivre des enroulements primaire et secondaire de la machine.

La différence principale entre les paramètres de court-circuit des transformateurs et ceux des machines asynchrones consiste en ce que pour la température donnée des enroulements et pour la fréquence donnée les paramètres de court-circuit des transformateurs pratiquement ne dépendent pas du courant I_{cc} tandis que dans les machines asynchrones cette relation existe toujours et dans certains cas présente un caractère très accusé.

Une telle différence est déterminée surtout par les dentures du stator et du rotor de la machine asynchrone et particulièrement par la forme de leurs encoches, c'est-à-dire par la géométrie de la zone d'encoches.

Il faut distinguer deux cas principaux: a) les encoches du stator et du rotor sont ouvertes ou demi-fermées et b) les encoches du stator sont demi-fermées et les encoches du rotor sont fermées (voir fig. 1-19).

Dans le premier cas, les flux de dispersion lors du court-circuit saturent peu les dents du stator et du rotor. Pour cette raison les paramètres de court-circuit, en particulier X_{cc}, varient dans des limites relativement étroites. Ceci est prouvé par les courbes R_{cc}, X_{cc} et $Z_{cc} = f(U_{cc})$ indiquées sur la fig. 21-24 pour un moteur de 4,5 kW, 380/220 V, 8,8/15,2 A, 50 Hz, 1440 tr/mn, les enroulements statoriques étant connectés en étoile. De telles courbes sont obtenues pour les moteurs à encoches profondes et pour les moteurs à rotor bobiné.

Dans le second cas, le pont qui recouvre l'encoche est vite saturé même pour de faibles courants; avec l'accroissement du courant, la zone de saturation s'élargit et englobe les têtes des dents et les dents mêmes. Pour cette raison la réactance inductive de telles machines varie fortement avec la tension U_{cc} en acquérant un caractère hyperbolique. On peut le prouver par les courbes R_{cc} et $X_{cc} = f(U_{cc})$ indiquées sur la fig. 21-25 pour un moteur de 1 kW, 380/220 V, 2,15/3,72 A, 50 Hz et 1420 tr/mn dont les enroule-

ments statoriques sont branchés en triangle. On voit que l'inductance X_{cc} varie de $X_{cc} = 21{,}6$ ohms pour $I_{cc} = I_n = 3{,}72$ A à $X_{cc} = 11{,}6$ ohms pour $U_{cc} = U_n = 220$ V, c'est-à-dire dans le rapport 1 : 0,54. La courbe $X_{cc} = f(U_{cc})$ représente une hyperbole presque régulière que l'on peut exprimer par l'équation $X_{cc} = 8{,}55 + \frac{655}{U_{cc}}$ ohms.

La relation $X_{cc} = f(I_{cc})$ est représentée aussi par une courbe proche d'une hyperbole car le courant I_{cc} est presque proportionnel à la tension U_{cc}.

Il est à noter que la courbe $X_{cc} = f(I_{cc})$ ne garde son caractère hyperbolique que jusqu'à une valeur minimale déterminée du courant

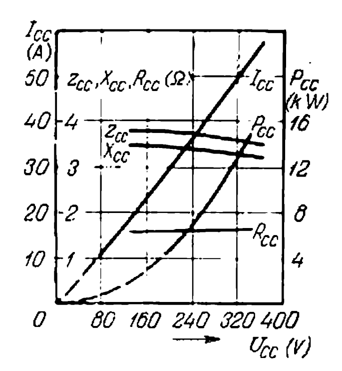


Fig. 21-24. Caractéristiques de court-circuit d'un moteur asynchrone.

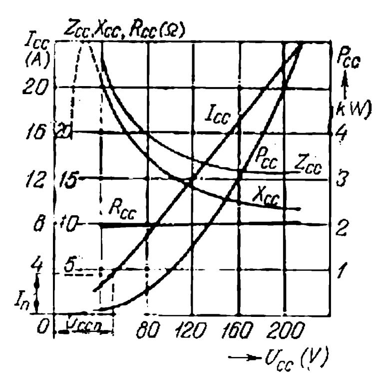


Fig. 21-25. Caractéristiques de court-circuit d'un moteur à rotor en court-circuit.

après quoi X_{cc} commence à diminuer, comme le montre la courbe en pointillé (fig. 21-25). Cela s'explique par le fait que pour de très faibles courants, donc pour de très faibles saturations du fer, la perméabilité commence à diminuer.

Si les paramètres de court-circuit d'une machine asynchrone peuvent être considérés comme constants avec une précision suffisante, la relation $I_{cc} = f(U_{cc})$ représente une droite (fig. 21-25). Dans ce cas, le passage depuis les données de l'essai en court-circuit obtenues pour la tension réduite U_{cc} à la tension nominale U_n ne présente pas de difficultés et se fait d'après les formules :

$$I_{ccn} = I_{cc}\frac{U_n}{U_{cc}} \quad \text{et} \quad P_{ccn} = P_{cc}\left(\frac{U_n}{U_{cc}}\right)^2 .$$

Dans cette formule I_{cc}, U_{cc} et P_{cc} représentent respectivement les valeurs du courant, de la tension et de la puissance obtenues lors de l'essai ; I_{ccn} et P_{ccn} représentent respectivement le courant et la puissance correspondant à la tension nominale U_n.

Comme dans les transformateurs, les valeurs de toutes les résistances sont ramenées à 75 °C.

Dans les machines à encoches demi-fermées ou à encoches fermées du rotor la courbe $I_{cc} = f(U_{cc})$ n'est plus une droite (fig. 21-26). Cependant cette différence n'est bien visible que pour des courants $I_{cc} < I_n$ tandis que pour des courants $I_{cc} > I_n$ la courbe $I_{cc} = f(U_{cc})$ représente une ligne qui pratiquement est une droite. Dans ce cas on procède de la façon suivante. On fait l'essai en court-circuit de façon à obtenir la courbe $I_{cc} = f(U_{cc})$ pour des courants compris entre $I_{cc} \approx I_n$ et $I_{cc} \approx 2{,}5 I_n$ (fig. 21-26). Cette partie de la courbe peut être considérée comme une droite. En l'extrapolant pour la tension $U_{cc} = U_n$ on obtient le courant I_{ccn}.

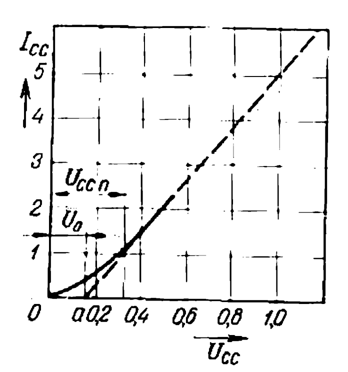


Fig. 21-26. Détermination du courant de court-circuit qui correspond à la tension nominale.

On peut obtenir le même résultat par le calcul. Il suffit pour cela de prolonger la partie rectiligne de la courbe $I_{cc} = f(U_{cc})$ jusqu'à son intersection avec l'axe des abscisses au point a. Cela nous donnera la tension U_0. On a alors:

$$I_{ccn} = \frac{U_n - U_0}{U_{cc} - U_0} I_{cc}$$

et

$$P_{ccn} = \left(\frac{U_n - U_0}{U_{cc} - U_0}\right)^2 P_{cc},$$

la tension U_{cc} étant prise suivant la partie rectiligne de la courbe $I_{cc} = f(U_{cc})$.

Les valeurs de I_{ccn} et de P_{ccn} ainsi obtenues sont ensuite utilisées lors de la construction du diagramme de cercle.

21-7. Construction des diagrammes de cercle d'après les données des essais

Les diagrammes de cercle d'une machine asynchrone peuvent être construits d'après les données de l'essai à vide et de l'essai en court-circuit.

Connaissant les valeurs des courants à vide et en court-circuit I_0 et I_{cc} pour la tension nominale U_n et les valeurs des angles φ_0 et φ_{cc}, on peut construire les courants I_0 et I_{cc} en les décalant des angles correspondants φ_0 et φ_{cc} par rapport à la tension appliquée U_1.

Ainsi, on obtient le point de marche à vide réelle et le point de court-circuit du diagramme de cercle.

Le point de marche à vide parfaite ($g = 0$) se trouve un peu au-dessous du point de marche à vide réelle. On peut obtenir le point $g = 0$ avec une précision suffisante si du point de marche à vide réelle on trace verticalement vers le bas la partie de la composante active du courant de marche à vide réelle qui correspond aux pertes mécaniques:

$$I_{0a\,\text{méc}} = \frac{P_{\text{méc}}}{m_p},$$

où $m_p = m_1 U_1 m_i$ est l'échelle de puissance du diagramme.

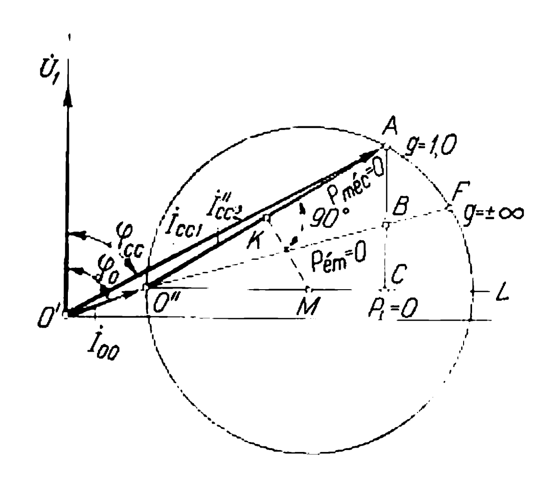


Fig. 21-27. Construction d'un diagramme de cercle corrigé d'après les données expérimentales.

La valeur des pertes mécaniques est déterminée par les méthodes examinées dans les cours consacrés aux essais des machines électriques.

Le centre du cercle d'un diagramme circulaire corrigé doit se trouver sur une ligne parallèle à l'axe des abscisses et passant par le point O'' de marche à vide avec le glissement $g \approx 0$ (fig. 21-27). Pour trouver la position du centre M sur cette ligne on trace entre les points O'' et A la corde $O''A$ et du milieu K de cette dernière on abaisse une perpendiculaire jusqu'à son intersection avec la ligne $O''L$ au point M.

Ensuite, on mène au point A une perpendiculaire à la ligne $O''L$ et on divise le segment AC au point B dans le rapport $\frac{BC}{AC} = \frac{R_1}{R_{cc}}$. En traçant une droite passant par O'' et B jusqu'à son intersection avec le cercle on trouve le point F qui correspond au glissement $g = \pm \infty$. La droite $O''F$ est la ligne de puissance électromagnétique $P_{\text{ém}} = 0$.

La construction de l'échelle de glissement se fait de la même façon que sur les fig. 21-12 et 21-13 et de l'échelle de rendement — sur les fig. 21-13, 21-14, 21-15 et 21-16.

Lors de la construction du diagramme de cercle précis, pour trouver la ligne du centre on trace (fig. 21-28) la ligne $O''R$ sous un angle $2\psi = \operatorname{arctg} \frac{2r_1}{x_1 + x_m} = \operatorname{arctg} \frac{2I_0 r_1}{U_1}$ par rapport à la ligne $O''L$ qui passe parallèlement à l'axe des abscisses par le point O'' de la marche à vide parfaite. Ensuite on trace du milieu K de la corde $O''A$ une perpendiculaire jusqu'à son intersection avec la ligne $O''R$

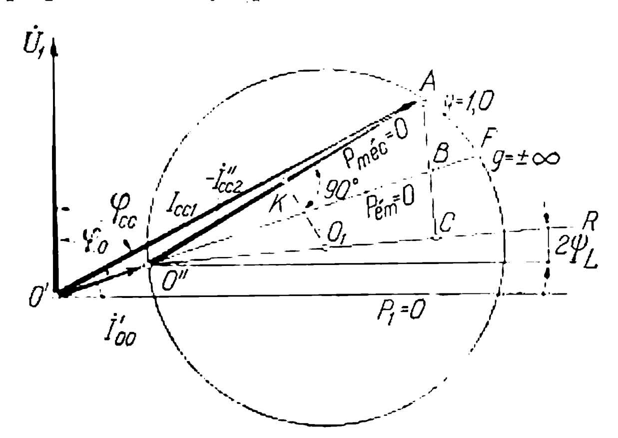


Fig. 21-28. Construction d'un diagramme de cercle précis d'après les données expérimentales.

au point O_1 qui est le centre du cercle de courant. On abaisse de A une perpendiculaire sur la ligne $O''R$ et on divise le segment AC au point B dans le rapport $\frac{BC}{AC} = \frac{r_1}{R_{cc}}$. On trace ensuite par les points O'' et B une droite jusqu'à son intersection avec le cercle au point F qui est un point à glissement $g = \pm \infty$. La droite OF dans ce cas est la ligne de la puissance électromagnétique $P_{ém} = 0$. On poursuit la construction des échelles de glissement et de rendement de la même façon comme pour un diagramme de cercle corrigé.

21-8. Emploi du diagramme de cercle corrigé

a) Détermination du $(\cos\varphi)_{max}$ (fig. 21-29). En partant du diagramme du cercle corrigé on peut déduire des formules approchées permettant de déterminer des grandeurs aussi importantes que $(\cos\varphi)_{max}$, $\cos\varphi$ et P_{2max}.

D'après les essais à vide et en court-circuit on trouve I_0, I_{cc} et $\cos\varphi_{cc}$. Le courant idéal de court-circuit $I_{cci} = O'g$ peut être déterminé approximativement d'après ces données lorsqu'on adopte

l'angle $O'Ag = 90°$. On a alors:

$$I_{cci} \approx \frac{I_{cc}}{\sin \varphi_{cc}}.$$

Traçons une tangente au cercle du courant depuis l'origine des

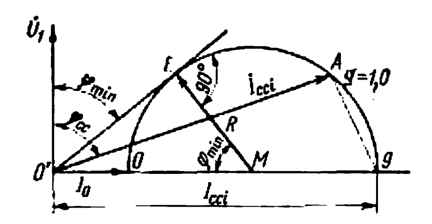


Fig. 21-29. Déduction de la formule pour la détermination du $(\cos \varphi)_{max}$.

coordonnées O'; le rayon du cercle est alors:

$$R = EM = O'M \cos(\varphi_{min}) = (R + I_0) \cos(\varphi_{min}),$$

mais

$$R \approx \frac{I_{cci} - I_0}{2}.$$

Par conséquent

$$\cos(\varphi_{min}) = (\cos \varphi)_{max} = \frac{R}{R + I_0} =$$

$$= \frac{I_{cci} - I_0}{2\left(\frac{I_{cci} - I_0}{2} + I_0\right)} = \frac{I_{cci} - I_0}{I_{cci} + I_0}. \qquad (21\text{-}33)$$

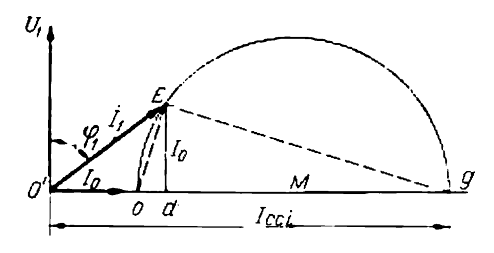


Fig. 21-30. Déduction de la formule pour la détermination du $\cos \varphi$.

b) Détermination du $\cos \varphi$ (fig. 21-30):

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \varphi + 1}},$$

mais

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{O'd}{Ed} = \frac{I_0 + Od}{I_a},$$

où I_a est la composante active du courant égale à :

$$I_a = \frac{P_1}{\sqrt{3}\cdot U_1 \cdot \eta} \approx \frac{P_1}{\sqrt{3}\, U_1}.$$

On a ensuite :

$$I_a^2 = (Ed)^2 = Od \cdot dg \approx Od\,(I_{cci} - O'd) \approx Od\,(I_{cci} - I_0),$$

d'où

$$Od = \frac{I_a^2}{I_{cci} - I_0}.$$

De cette façon,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{I_0}{I_a} + \frac{I_a}{I_{cci} - I_0},$$

d'où

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{I_0}{I_a} + \frac{I_a}{I_{cci} - I_0}\right)^2 + 1}}. \tag{21-34}$$

c) Détermination de P_{2max} (fig. 21-31). On construit le diagramme de cercle corrigé en plaçant le courant à vide $I_0 \approx O'O$ sur l'axe des abscisses et considérant la ligne OA comme la ligne de la

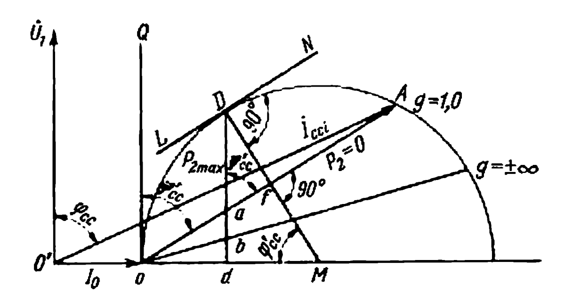


Fig. 21-31. Déduction de la formule pour la détermination de P_{2max}.

puissance secondaire utile $P_2 = 0$. On mène la tangente LN au cercle du courant parallèle à la ligne $P_2 = 0$ et on réunit le point de contact D avec le centre du cercle M. On abaisse une perpendiculaire du point D sur l'axe des abscisses ; le segment Oa représente alors P_{2max}. On trace la tangente OQ au cercle du courant au point O et on admet approximativement que l'angle $\varphi'_{cc} \approx \varphi_{cc}$. Vu que l'angle $QOA = \varphi'_{cc}$,

$$P_{2max} = Da = \frac{Df}{\sin \varphi'_{cc}} \approx \frac{Df}{\sin \varphi_{cc}},$$

mais

$$Df = OM - Mf = R - Mf,$$

et le segment

$$Mf = OM \cos \varphi'_{cc} \approx OM \cos \varphi_{cc} = R \cos \varphi_{cc}.$$

Par conséquent,

$$Df = R - R \cos \varphi_{cc} = R(1 - \cos \varphi_{cc}).$$

Ainsi :

$$P_{2\max} \approx \frac{Df}{\sin \varphi_{cc}} = \frac{R(1-\cos \varphi_{cc})}{\sin \varphi_{cc}} =$$

$$= \frac{R(1-\cos \varphi_{cc})(1+\cos \varphi_{cc})}{\sin \varphi_{cc}(1+\cos \varphi_{cc})} = \frac{R \sin \varphi_{cc}}{1+\cos \varphi_{cc}}.$$

Vu que $R = \frac{I_{cci} - I_0}{2}$, on a définitivement en unités relatives :

$$P_{2\max} = \frac{(I_{cci} - I_0) \sin \varphi_{cc}}{2(1+\cos \varphi_{cc})}. \qquad (21\text{-}35)$$

Vu que l'angle φ_{cc} est très voisin de 90°, on peut admettre avec une plus grande approximation :

$$\sin \varphi_{cc} \approx 1{,}0$$

et alors

$$P_{2\max} \approx \frac{I_{cci} - I_0}{2(1+\cos \varphi_{cc})}. \qquad (21\text{-}35a)$$

Exemple 21-3.

Pour un moteur triphasé à rotor en court-circuit on trouve :

$I_0 = 17{,}5$ A ; $I_{cci} = 312{,}5$ A et $I_a = 50$ A.

D'après la formule (21-33)

$$(\cos \varphi)_{\max} = \frac{312{,}5 - 17{,}5}{312{,}5 + 17{,}5} = \frac{295}{330} = 0{,}893$$

(d'après le diagramme de cercle 0,89).

Pour un rotor bobiné $I_0 = 17{,}5$ A, $I_{cci} = 232{,}5$ A, $I_a = 50$ A d'après la formule (21-33)

$$(\cos \varphi)_{\max} = \frac{232{,}5 - 17{,}5}{232{,}5 + 17{,}5} = \frac{215}{250} = 0{,}86$$

(d'après le diagramme de cercle 0,87).

Pour un moteur à rotor en court-circuit d'après la formule (21-34)

$$\cos \varphi_{rcc} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{17{,}5}{50} + \frac{50}{295}\right)^2 + 1}} = \frac{1}{1{,}122} = 0{,}89$$

(d'après le diagramme de cercle 0,89).

Pour un moteur à rotor bobiné

$$\cos \varphi_{rb} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{17,5}{50} + \frac{50}{215}\right)^2 + 1}} = \frac{1}{1,155} = 0,865$$

(d'après le diagramme de cercle 0,865).

La puissance utile relative maximale d'après la formule (21-35) pour un moteur à rotor bobiné ($\cos \varphi_{cc} = 0,165$) :

$$P_{2max} = \frac{215 \cdot 0,987}{50 \cdot 2 \cdot 1,165} = 1,83$$

(d'après le diagramme de cercle 1,9).

Pour un moteur à rotor en court-circuit ($\cos \varphi_{cc} = 0,25$):

$$P_{2max} = \frac{295 \cdot 0,97}{50 \cdot 2 \cdot 1,25} = 2,29$$

(d'après le diagramme de cercle 2,38).

Chapitre
XXII
DÉMARRAGE DES MOTEURS ASYNCHRONES TRIPHASÉS

22-1. Généralités

Les éléments principaux du démarrage sont le couple de démarrage et le courant de démarrage.

Pour que le rotor du moteur au démarrage puisse se mettre en mouvement le couple de démarrage développé doit être supérieur au couple résistant sur l'arbre créé par le mécanisme entraîné. Dans certains cas (lors du démarrage des broyeurs à boulets, concasseurs, compresseurs, etc.), un important couple de démarrage est exigé, égal au couple nominal ou même supérieur.

D'autre part, la valeur du courant de démarrage ne doit pas dépasser certaines limites qui dépendent de la puissance du réseau. Lorsqu'il s'agit des moteurs de grande puissance et d'un réseau de puissance relativement faible, il faut réduire la valeur du courant de démarrage.

Dans les moteurs asynchrones à rotor en court-circuit la diminution du courant de démarrage peut être obtenue par la diminution de la tension aux bornes du moteur lors du démarrage mais le couple de démarrage est alors réduit proportionnellement au carré de la tension. Pour cette raison un tel procédé n'est utilisable que lorsque le démarrage est effectué dans des conditions faciles. Lorsque les conditions de démarrage sont pénibles le moteur asynchrone normal à rotor en court-circuit ne développe pas un couple de démarrage suffisant même lorsqu'on le fait démarrer sous la tension nominale. Dans ce cas, on peut utiliser un moteur à rotor bobiné ou des moteurs à rotor en court-circuit d'exécution spéciale, à deux cages ou à encoches profondes (chapitre XXIII).

Dans les moteurs à rotor bobiné les conditions favorables pour le démarrage (grand couple de démarrage pour un faible courant de démarrage) sont obtenues facilement à l'aide d'un rhéostat de démarrage inséré dans le circuit rotorique. Mais ces moteurs sont plus chers que ceux à rotor en court-circuit et l'emploi d'un rhéostat rend l'installation et l'entretien du moteur plus compliqués.

Les problèmes tels que la durée du démarrage, les pertes d'énergie dans les enroulements et l'échauffement de ces derniers ainsi que les phénomènes transitoires lors du démarrage présentent également une sérieuse importance.

22-2. Courants de démarrage des moteurs asynchrones

On peut distinguer deux cas extrêmes: a) lorsqu'on branche sur le réseau un moteur dont le circuit rotorique est ouvert et b) lorsque le rotor du moteur est court-circuité.

Dans le premier cas, le phénomène est qualitativement de même nature que lors du branchement sur le réseau d'un transformateur à enroulement secondaire ouvert (voir tome I, § 21-2). Le plus dangereux est l'instant de branchement lorsque la tension passe par 0. Dans ce cas, le flux magnétique de chaque phase a deux composantes: une composante symétrique $\Phi_m \cos \omega t$ et une composante apériodique Φ_a qui se superposent, par suite de quoi le flux résultant, lors du

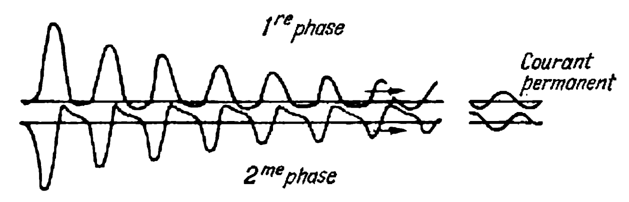


Fig. 22-1. Mise en circuit d'un moteur asynchrone, le rotor étant ouvert.

branchement, peut théoriquement dépasser de deux fois le flux de la machine en régime permanent. Dans une machine polyphasée les composantes périodiques des flux de différentes phases forment un flux résultant qui tourne dans l'espace à la vitesse $n_1 = f_1 : p$ et les composantes apériodiques des flux forment un flux immobile dans l'espace.

Le flux résultant double sature fortement le fer de la machine. Pour cette raison l'amplitude du courant de branchement à vide d'un moteur asynchrone I'_{0m} dépasse considérablement l'amplitude du courant permanent à vide I_{0m}. En comparaison avec les transformateurs, dans les moteurs asynchrones le rapport $\frac{I'_{0m}}{I_{0m}}$ est plus petit car grâce à l'entrefer la courbe d'aimantation est plus douce et le magnétisme rémanent est plus petit. Néanmoins, le courant de branchement à vide peut être de plusieurs fois supérieur au courant nominal I_n. Par exemple, d'après les données d'essai d'un moteur triphasé de 500 kW, 1500 tr/mn, le courant de branchement à vide a dépassé de quatorze fois le courant permanent à vide et de trois fois le courant nominal du moteur (fig. 22-1).

Le courant de branchement à vide des moteurs asynchrones s'amortit assez lentement mais plus rapidement que dans les transformateurs, car la constante de temps de l'amortissement de ces derniers est relativement plus grande.

Examinons maintenant le cas où on branche sur le réseau un moteur à rotor en court-circuit. Vu qu'au premier instant la vitesse

de rotation $n = 0$, les phénomènes qui ont lieu alors sont qualitativement les mêmes que lors d'un court-circuit brusque d'un transformateur (voir tome I, § 21-2).

Si pour simplifier on néglige le courant magnétisant, le courant de court-circuit brusque d'un moteur asynchrone peut être déterminé par la formule:

$$i_{cc} = i_{ccp} + i_{cca} =$$

$$= -\frac{U_{1m}}{\sqrt{R_{cc}^2 + X_{cc}^2}} \cos(\omega t + \varphi_{cc}) + \frac{U_{1m}}{\sqrt{R_{cc}^2 + X_{cc}^2}} \cos \varphi_{cc} \, \varepsilon^{-\frac{\omega R_{cc}}{X_{cc}} t}.$$

Comme le courant de branchement à vide, il a deux composantes dont l'une, la composante périodique I_{ccp}, correspond au courant permanent de court-circuit, et l'autre, la composante apériodique I_{cca}, s'amortit selon une courbe exponentielle. L'amortissement a lieu très rapidement car la constante de temps $\frac{X_{cc}}{\omega R_{cc}}$ est petite. Pour cette raison on néglige souvent la seconde composante du courant en entendant par courant de démarrage du moteur I_d le courant périodique de court-circuit. Généralement

$$\frac{I_d}{I_n} = 4 \text{ à } 7.$$

Le courant magnétisant de court-circuit I_{0cc} a une valeur encore plus petite. Généralement $\frac{I_{0cc}}{I_n} \cdot 100 < 5$ %.

22-3. Débranchement d'un moteur asynchrone du réseau

Un moteur asynchrone en marche possède une certaine reserve d'énergie électromagnétique déterminée surtout par la valeur de l'entrefer. Plus ce dernier est grand, plus la réserve d'énergie électromagnétique est grande. Pour cette raison dans les machines asynchrones cette réserve est relativement plus grande que dans les transformateurs, et dans les machines synchrones elle est plus grande que dans les machines asynchrones.

En débranchant la machine du secteur, l'énergie de son champ magnétique doit se dissiper sous telle ou telle forme. Si le rotor du moteur asynchrone est ouvert, la disparition rapide du flux Φ provoque de fortes surtensions dans le stator et donne naissance à un arc de rupture. Selon les données de l'expérience, les surtensions ayant lieu lors du débranchement d'un moteur asynchrone à rotor ouvert dépassent la tension nominale de trois ou quatre fois et sont dangereuses.

Les mêmes phénomènes, bien que sous une forme réduite, se produisent lorsque le rotor d'un moteur asynchrone est fermé sur

une grande résistance, car cette dernière contribue à l'extinction rapide du flux.

Il résulte de tout ce que nous venons de dire que le débranchement d'une machine asynchrone doit être fait de préférence son rotor étant court-circuité, car dans ce cas l'énergie se dissipe lentement dans l'enroulement secondaire.

22-4. Mise en vitesse d'un moteur asynchrone lors du démarrage

a) Temps de mise en vitesse. Lors de la mise en marche d'un moteur asynchrone à rotor en court-circuit le temps de sa mise en vitesse dépend de la valeur du couple résistant sur l'arbre C_{st}, du couple d'inertie C_i des masses tournantes et de la forme de la courbe du couple moteur de la machine $C = f(g)$.

Examinons le cas le plus simple: mise en vitesse du moteur lors du démarrage à vide ($C_{st} = 0$, $C_i = C$).

Vu que

$$C_i = J\frac{d\Omega}{dt} = J\frac{d(2\pi n)}{dt},$$

à accélération uniforme $C_i = \text{const}$. Le temps de mise en vitesse à $C = C_{max} = \text{const}$ jusqu'à la vitesse de synchronisme $\Omega = \Omega_s$ serait:

$$t = \int_0^{\Omega_s} \frac{J}{C_i} d\Omega = \frac{J}{C_{max}}\Omega_s = T_d, \qquad (22\text{-}1)$$

car pour $t = 0$ on a également $\Omega = 0$.

La grandeur T_d est appelée constante de temps de démarrage.

Admettons que la courbe du couple moteur de la machine soit donnée sous forme d'égalité (20-40). Nous négligerons les pertes mécaniques et les pertes supplémentaires ainsi que le couple C_0 qui leur correspond. On a donc lors du démarrage du moteur à vide en partant de (22-1) et de (20-40):

$$\frac{C}{C_{max}} = \frac{J}{C_{max}}\cdot\frac{d\Omega}{dt} = \frac{J\Omega_s}{C_{max}}\cdot\frac{d}{dt}\left(\frac{\Omega}{\Omega_s}\right) =$$

$$= T_d\frac{d(1-g)}{dt} = -T_d\frac{dg}{dt} = \frac{2}{\frac{g_m}{g}+\frac{g}{g_m}}, \qquad (22\text{-}2)$$

d'où lors de la mise en marche du moteur depuis $g = 1$ à g le temps sera déterminé par l'intégrale:

$$t = -\frac{T_d}{2}\int_1^g \left(\frac{g_m}{g}+\frac{g}{g_m}\right)dg = -\frac{T_d}{2}\left[\frac{g^2}{2g_m}+g_m\ln g\right]_1^g,$$

et par conséquent

$$t = \left(\frac{1-g^2}{4g_m}+\frac{g_m}{2}\ln\frac{1}{g}\right)T_d. \qquad (22\text{-}3)$$

La vitesse de démarrage augmente d'abord très rapidement mais au voisinage de $g = 0$ elle s'approche asymptotiquement de la vitesse permanente. La fig. 22-2 représente la relation entre la vitesse rela-

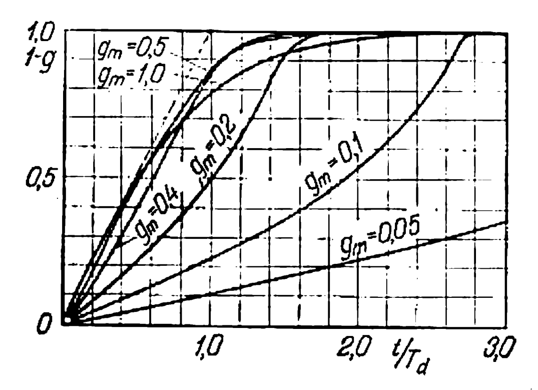


Fig. 22-2. Courbe de la vitesse relative d'un moteur asynchrone $1 - g$ en fonction du temps de démarrage $\frac{t}{T_d}$.

tive $(1 - g)$ et le temps relatif de démarrage pour différentes valeurs de g_m. Comme on le voit sur la fig. 22-2, la mise en vitesse du moteur est la plus rapide pour $g_m \geqslant 0{,}4$.

b) Chaleur dégagée dans les enroulements du moteur au démarrage. Lors de la mise en vitesse d'un moteur asynchrone le courant dépasse considérablement le courant nominal et pour cette raison une grande quantité d'énergie thermique est dégagée dans les enroulements. Si l'on néglige le courant à vide I_0 et qu'on admette $I_1 = I'_2$, les pertes d'énergie dans les enroulements pendant le démarrage sont:

$$A = \int_0^t m_1 I'_2 (r_1 + r'_2)\, dt = \int_0^t m_1 I''^2_2 (R_1 + R_2)\, dt = \int_0^t m_1 I''^2_2 R_{cc}\, dt. \quad (22\text{-}4)$$

Du schéma équivalent de la fig. 19-7,*b*, en admettant $R_1 \approx R_2$ et en tenant compte de la relation $R_2 = g_m X_{cc}$, on obtient pour le courant I''_2 l'expression:

$$I''_2 = \frac{U_1}{\sqrt{\left(R_1 + \frac{R_2}{g}\right)^2 + X^2_{cc}}} \approx \frac{U_1}{\sqrt{\left(\frac{R_2}{g}\right)^2 + \left(\frac{R_2}{g_m}\right)^2}} = \frac{U_1}{\frac{R_2}{g_m}\sqrt{1 + \frac{g^2_m}{g^2}}}.$$

Pour $g = 1{,}0$

$$I''_{2cc} \approx \frac{U_1}{\frac{R_2}{g_m}\sqrt{1 + g^2_m}} \approx \frac{g_m U_1}{R_2} \quad (22\text{-}5)$$

et par conséquent

$$I''_2 \approx \frac{I''_{2cc}}{\sqrt{1+\frac{g_m^2}{g^2}}}. \qquad (22\text{-}6)$$

De la formule (22-2) on tire:

$$dt = -\frac{T_d}{2}\left(\frac{g_m}{g}+\frac{g}{g_m}\right)dg = -\frac{T_d}{2}\left(1+\frac{g_m^2}{g^2}\right)\frac{g}{g_m}dg. \qquad (22\text{-}7)$$

En introduisant dt et I''_2 de (22-6) et (22-7) dans (22-4) on a:

$$A = -\frac{m_1 I''^2_{2cc} R_{cc} T_d}{2g_m}\int_1^g g\,dg = m_1 I''^2_{2cc} R_{cc} T_d \frac{1-g^2}{4g_m}. \qquad (22\text{-}8)$$

L'accroissement de la quantité de chaleur lorsque la vitesse augmente a lieu, d'après (22-8), suivant une parabole et tend vers une limite finie au synchronisme lorsque $g = 0$.

Il résulte de (22-8) que pendant le démarrage depuis $g = 1{,}0$ jusqu'à $g = 0$, les pertes d'énergie dans les enroulements sont:

$$A_1 = m_1 I''^2_{2cc} R_{cc} \frac{T_d}{4g_m}. \qquad (22\text{-}9)$$

Lors du renversement de marche du moteur la limite inférieure de l'intégrale (22-8) est $g = 2$ et pour cette raison on a dans ce cas:

$$A_2 = m_1 I''^2_{2cc} R_{cc} \frac{T_d}{g_m}. \qquad (22\text{-}10)$$

Donc, lors du renversement de marche la quantité de chaleur dégagée est quatre fois plus grande que celle dégagée lors du démarrage dans le cas où le rotor est immobile.

Pour les pertes dégagées dans l'enroulement secondaire lors du démarrage on obtient en tenant compte de (22-1):

$$A'_1 = m_1 I''^2_{2cc} R_2 \frac{T_d}{4g_m} = \frac{m_1 I''^2_{2cc} R_2}{g_m}\cdot\frac{J\Omega_s^2}{4P_{ém\,max}}. \qquad (22\text{-}11)$$

Mais

$$P_{ém\,max} = m_1 I''^2_{2m} \frac{R_2}{g_m}.$$

Pour cette raison, vu que d'après (22-6) pour $g = g_m$ on a $I''_2 = I''_{2m} \approx \approx \frac{I''_{2cc}}{\sqrt{2}}$, on obtient de (22-11):

$$A'_1 = \frac{1}{2} J\Omega_s^2. \qquad (22\text{-}12)$$

Il résulte de (22-12) que la quantité de l'énergie thermique dégagée dans l'enroulement rotorique lors de la mise en vitesse d'un moteur asynchrone est égale à l'énergie cinétique du rotor et des masses

tournantes réunies à lui. Une moitié de l'énergie électromagnétique transmise par le stator au rotor se transforme ainsi en énergie cinétique des masses tournantes, tandis que l'autre moitié se transforme en énergie thermique dans le circuit secondaire. Si on insère dans le circuit secondaire une résistance additionnelle r_{ad}, cette énergie se répartit entre la résistance interne et la résistance externe proportionnellement au rapport des résistances $r_2 : r_{ad}$. Plus la valeur du moment d'inertie des masses tournantes réunies à l'arbre du moteur est grande, plus lentement l'arbre se met en vitesse et une quantité de chaleur plus grande est dégagée dans le système secondaire du moteur.

22-5. Démarrage des moteurs à rotor bobiné

On peut diminuer le courant de démarrage d'un moteur à rotor bobiné en introduisant dans le circuit rotorique une résistance additionnelle. L'introduction d'une inductance provoquerait simultanément avec la diminution du courant secondaire I_2 un accroissement de l'angle de déphasage ψ_2 de ce courant par rapport à la F.É.M. E_2, ce qui aurait pour effet de diminuer notablement le couple moteur. Mais lorsqu'on insère dans le circuit rotorique une résistance ohmique, l'angle ψ_2 diminue et pour cette raison le couple moteur, malgré la diminution du courant I_2, dans certaines conditions augmente même. Cela étant, seul le branchement d'une résistance ohmique dans le circuit rotorique a une importance pratique (fig. 22-3).

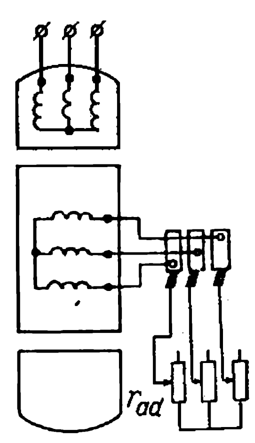


Fig. 22-3. Branchement des résistances additionnelles dans le rotor.

Lors de l'analyse des schémas équivalents et des diagrammes de cercle d'un moteur asynchrone on a établi que le couple maximal ne dépend pas de R_2 mais seulement de la somme de $R_1 + X_{cc}$ [formule (20-33)]:

$$C_{\max} = \frac{m_1 U_1^2}{2\Omega_s (R_1 + X_{cc})}.$$

Lorsque la résistance ohmique secondaire varie, seul change le glissement g_m pour lequel le couple atteint sa valeur maximale:

$$g_m = \frac{R_2}{\sqrt{R_1^2 + X_{cc}^2}} \approx \frac{R_2}{X_{cc}}.$$

Il en résulte que lorsqu'on introduit dans le circuit secondaire une résistance additionnelle r_{ad} pour laquelle

$$g_m = \frac{R_2 + R_{ad}}{\sqrt{R_1^2 + X_{cc}^2}} = 1{,}0, \quad (R_{ad} = \sigma_1^2 r'_{ad} = \sigma_1^2 k r_{ad}),$$

le couple de démarrage atteint sa valeur maximale possible (fig. 22-4). Le rapport du couple de démarrage au couple nominal sera alors égal à la capacité de surcharge:

$$k_c = \frac{C_{max}}{C_n}.$$

Les courbes du couple en fonction du glissement pour différentes valeurs de la résistance additionnelle r_{ad} sont représentées sur les fig. 20-6 et 22-4. Ces courbes permettent d'établir les éléments principaux nécessaires pour le choix des résistances additionnelles lors du démarrage d'un moteur asynchrone. Si le couple C_{st} appliqué à l'arbre du moteur est supérieur au couple électromagnétique que

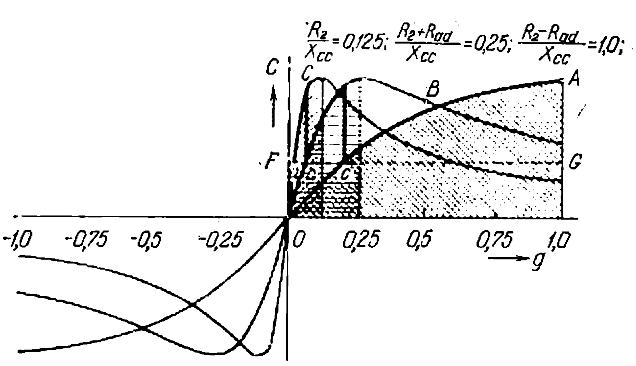


Fig. 22-4. Courbes du couple moteur en fonction du glissement pour différentes valeurs de la résistance additionnelle dans le circuit rotorique.

ce dernier peut développer lorsque $g = 1,0$, il est évident que le moteur ne démarrera pas. Pour que le moteur lors du démarrage puisse développer son couple maximal possible il faut que la résistance additionnelle du rhéostat soit:

$$r_{ad} = \frac{\sqrt{R^2 + X_{cc}^2} - R_2}{\sigma_1^2 k} \approx \frac{X_{cc} - R_2}{\sigma_1^2 k}.$$

Examinons le processus de démarrage pour cette valeur de la résistance additionnelle.

Si le couple résistant appliqué est inférieur à C_d, le moteur commencera à tourner et le couple électromagnétique développé par lui commencera à diminuer suivant la courbe *A* de la fig. 22-4. Le glissement du moteur commencera à diminuer et la vitesse augmentera jusqu'à l'équilibre entre les couples résistant et électromagnétique. Si maintenant on réduit de nouveau la résistance additionnelle, le moteur passera sur la courbe *B* du couple électromagnétique; dans ce cas, le couple électromagnétique sera de nouveau supérieur au couple résistant et le moteur commencera de nouveau à accélérer

jusqu'à l'équilibre entre les couples développé et appliqué avec un glissement plus petit. De nouveau on pourra alors réduire la résistance additionnelle du rhéostat de démarrage et augmenter la vitesse. On peut continuer le débranchement des résistances additionnelles jusqu'à $r_{ad} = 0$, après quoi le moteur passera sur sa courbe naturelle du couple C qui correspond à la valeur de la résistance ohmique du rotor.

Pratiquement, lorsque le démarrage se fait à l'aide d'un rhéostat comprenant des résistances en fil métallique, les échelons du rhéostat sont mis hors circuit non pas lors de l'atteinte de l'équilibre du couple moteur et du couple résistant mais avant, lorsque le courant du moteur diminue jusqu'à une certaine valeur. Le temps de démarrage est ainsi réduit.

Pour chaque courbe du couple qui correspond à une certaine valeur résultante de la résistance secondaire $r_2 + r_{ad}$ le segment de $g = 0$ jusqu'à $g_m \approx \frac{R_2 + R_{ad}}{X_{cc}}$, pour lequel le couple atteint la valeur maximale, représente une zone stable de fonctionnement du moteur et le segment depuis g_m jusqu'à $g = 1{,}0$ est déjà une zone instable. Sur le segment stable, l'accroissement du couple résistant provoque un accroissement du glissement, une diminution de la vitesse et un accroissement de la valeur du couple électromagnétique jusqu'à un nouvel équilibre.

Inversement, dans la zone instable l'accroissement du couple résistant et du glissement provoque une diminution du couple électromagnétique, par suite de quoi le moteur n'arrive pas à un nouvel état d'équilibre à une autre vitesse et à un autre glissement mais s'arrête.

En comparant les courbes des couples pour différentes valeurs de r_{ad}, on peut voir que seule la courbe pour laquelle $g_m = 1{,}0$, c'est-à-dire une courbe du couple électromagnétique pour laquelle la valeur maximale du couple s'obtient pour $g_m = 1{,}0$, est entièrement stable en régime moteur entre $g = 0$ et $g = +1{,}0$.

Le démarrage d'un moteur asynchrone à rotor bobiné (fig. 22-3) est réalisé par la connexion du stator sur le réseau. La résistance additionnelle dans le circuit rotorique r_{ad}, sous forme d'un rhéostat de démarrage, est entièrement insérée et ensuite, après le branchement du stator, on la diminue jusqu'au court-circuitage de l'enroulement. Les rhéostats de démarrage sont métalliques avec refroidissement dans l'huile ou liquides.

Afin de diminuer la résistance du circuit secondaire lors du fonctionnement ainsi que les pertes par frottement des balais contre les bagues, les moteurs sont souvent dotés d'un dispositif de court-circuitage des bagues rotoriques en marche et de relèvement des balais.

22-6. Démarrage des moteurs à rotor en court-circuit

a) Branchement direct sur le réseau. A l'heure actuelle ce mode de branchement est prépondérant vu que les réseaux électriques possèdent une puissance suffisante. Ce mode de branchement est très simple mais en même temps il est accompagné d'appels de courant plus ou moins forts qui peuvent agir de façon nuisible sur le fonctionnement du réseau d'alimentation. A titre d'indication le tableau 22-1 comporte les données des courants de démarrage et des couples de démarrage pour les moteurs de puissance comprise entre 5 et 100 kW avec $n = 1500$, 1000 et 750 tr/mn.

Tableau 22-1

Données de démarrage des moteurs asynchrones

n_1, tr/mn	$\frac{I_d}{I_n}$	$\frac{C_d}{C_n}$	$\frac{C_{max}}{C_n}$
1500	6,5-6	1,4-1,1	1,8
1000	6	1,3-1,1	1,8
750	5,5	1,1	1,6

Ces données se rapportent aux moteurs d'exécution normale. Dans les moteurs d'exécution spéciale on a pour les mêmes couples de démarrage ou pour des couples plus grands des courants de démarrage plus petits (chapitre XXIII).

b) Démarrage à l'aide d'une bobine d'inductance dans le circuit statorique. Le schéma du démarrage est indiqué sur la fig. 22-5, où S désigne le stator, R le rotor et R_k la bobine d'inductance. Admettons que le courant de démarrage dans le réseau soit limité par la valeur I_d et

$$I_d = k_d I_n,$$

où k_d est le rapport du courant de démarrage au courant nominal.

En admettant pour simplifier les choses que $I_1 \approx I_2'$, on a [formules (20-18) et (20-24)]:

$$C_d = \frac{m_1 I_d^2 r_2'}{\Omega_1} = k_d^2 \frac{m_1 I_n^2 r_2'}{\Omega_1} \equiv k_d^2.$$

Ainsi, lors du démarrage à l'aide d'une bobine d'inductance le couple de démarrage dépend du carré du coefficient k_d. Mais

$$C_n = \frac{m_1 I_n^2 \frac{r_2'}{g_n}}{\Omega_1},$$

où g_n est le glissement en régime nominal.

Par conséquent

$$\frac{C_d}{C_n} = k_d^2 g_n. \qquad (22\text{-}13)$$

La relation $\frac{C_d}{C_n} = f(k_d)$ est déterminée sur la fig. 22-6 par la courbe *2* construite pour le glissement $g_n = 4$ %. On voit que pour $\frac{I_d}{I_n} = 3$ le couple de démarrage n'atteint pas 40 % de la valeur

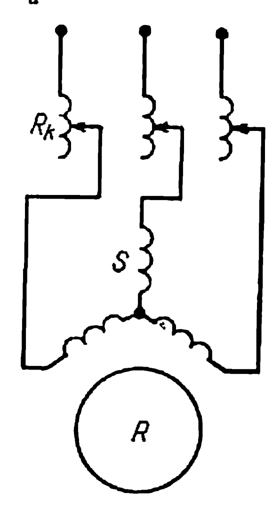


Fig. 22-5. Démarrage à l'aide d'une bobine d'inductance.

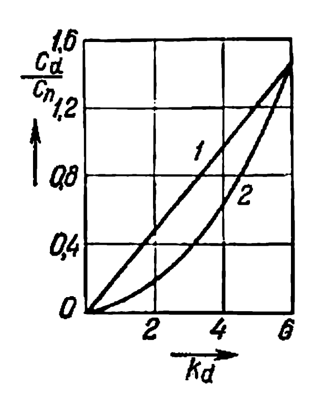


Fig. 22-6. Courbes $\frac{C_d}{C_n} = f(k_d)$ lors du démarrage à l'aide d'un autotransformateur (*1*) et d'une bobine d'inductance (*2*).

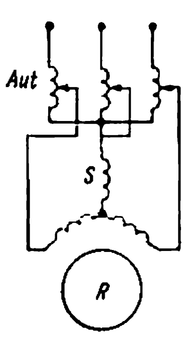


Fig. 22-7. Mise en marche à l'aide d'un autotransformateur.

nominale. Autrement dit, ce mode de démarrage n'est acceptable que dans le cas où la valeur du couple de démarrage n'a pas une grande importance.

c) Démarrage à l'aide d'un autotransformateur. Le schéma de démarrage est indiqué sur la fig. 22-7, où S est le stator, R est le rotor et *Aut* l'autotransformateur. Soient U_r et I_d la tension et le courant de démarrage du réseau ; U_{dm} la tension aux bornes du moteur et I_{dm} le courant dans le stator du moteur ; k_A le rapport de transformation de l'autotransformateur. Les tensions et les courants sont calculés par phase.

Si z_{cc} est l'impédance d'une phase du moteur on a en négligeant la résistance de l'autotransformateur :

$$U_{dm} = \frac{U_r}{k_A}; \quad I_{dm} = \frac{U_{dm}}{z_{cc}} = \frac{U_r}{k_A z_{cc}}$$

et

$$I_{\mathrm{d}}=\frac{I_{\mathrm{dm}}}{k_A}=\frac{1}{k_A^2},\quad \frac{U_{\mathrm{r}}}{z_{\mathrm{cc}}}=\frac{1}{k_A^2}I_{\mathrm{cc}},\tag{22-14}$$

où I_{cc} est le courant de court-circuit du moteur sous la tension nominale.

On voit que lors du démarrage à l'aide d'un autotransformateur le courant de démarrage pris au réseau diminue de k_A^2 fois par rapport au courant de démarrage lors du branchement direct du moteur sur le réseau.

Mais $C_{\mathrm{d}} \equiv U_{\mathrm{dm}}^2$ et vu que dans le cas considéré $U_{\mathrm{dm}} = \frac{U_{\mathrm{r}}}{k_A}$ le couple de démarrage diminue également de k_A^2 fois par rapport au couple lors du branchement direct.

Il en résulte que ce mode de démarrage, comme le précédent, n'est possible que pour un couple résistant faible au démarrage. Dans le cas contraire le moteur ne démarrera pas.

Par rapport à la méthode précédente, la dernière méthode de démarrage présente un grand avantage en ce qui concerne le couple de démarrage. En effet,

$$C_{\mathrm{d}}=\frac{m_1 I_{\mathrm{dm}}^2 r_2'}{\Omega_1}=\frac{m_1 (I_{\mathrm{d}}k_A)^2 r_2'}{\Omega_1}$$

et

$$C_{\mathrm{n}}=\frac{m_1 I_{\mathrm{n}}^2 \frac{r_2'}{g_{\mathrm{n}}}}{\Omega_1}.$$

Par conséquent

$$\frac{C_{\mathrm{d}}}{C_{\mathrm{n}}}=\frac{I_{\mathrm{d}}^2 k_A^2}{I_{\mathrm{n}}^2}g_{\mathrm{n}}=\frac{I_{\mathrm{d}}}{I_{\mathrm{n}}}\frac{k_A^2 I_{\mathrm{d}}}{I_{\mathrm{n}}}g_{\mathrm{n}}.$$

Le rapport

$$\frac{I_{\mathrm{d}}}{I_{\mathrm{n}}}=k_{\mathrm{d}}$$

représente le rapport du courant de démarrage au courant nominal dans le réseau. De plus, selon (22-14)

$$k_A^2=\frac{I_{\mathrm{cc}}}{I_{\mathrm{d}}}.$$

Pour cette raison

$$\frac{C_{\mathrm{d}}}{C_{\mathrm{n}}}=k_{\mathrm{d}}g_{\mathrm{n}}\frac{I_{\mathrm{cc}}}{I_{\mathrm{n}}}.\tag{22-15}$$

La relation $\frac{C_{\mathrm{d}}}{C_{\mathrm{n}}}=f(k_{\mathrm{d}})$ représente une droite car pour les valeurs données de $\frac{I_{\mathrm{cc}}}{I_{\mathrm{n}}}$ et g_{n} le couple $C_{\mathrm{d}} \equiv k_{\mathrm{d}}$. Sur la fig. 22-6 la courbe *1* qui donne la relation $\frac{C_{\mathrm{d}}}{C_{\mathrm{n}}} = f(k_{\mathrm{d}})$ a été construite pour $\frac{I_{\mathrm{cc}}}{I_{\mathrm{n}}} = 6$ et $g_{\mathrm{n}} = 0{,}04$.

En comparant la formule (22-15) avec la formule (22-13), nous voyons que lors du démarrage du moteur à l'aide d'une bobine d'inductance le couple $C_{db} \equiv k_d^2$ et lors du démarrage à l'aide d'un autotransformateur $C_{dA} \equiv k_d \frac{I_{cc}}{I_n}$. Vu que $\frac{I_{cc}}{I_n} > k_d$, on a $C_{dA} > C_{db}$. Dans le cas limite où $k_d = \frac{I_{cc}}{I_n}$ (démarrage direct) $C_{db} = C_{dA}$.

d) Démarrage étoile-triangle (Y/△). Le schéma de démarrage est indiqué sur la fig. 22-8. Lorsque le commutateur *2* se trouve dans la position « démarrage » l'enroulement statorique est connecté en étoile et lorsqu'il se trouve en position « marche » l'enroulement statorique est connecté en triangle.

La mise en marche se fait de façon suivante. On met le commutateur *2* dans la position « démarrage » et on ferme l'interrupteur à couteaux *1*. Lorsque le moteur atteint une vitesse permanente on fait passer rapidement le commutateur *2* dans la position « marche ». L'opération de démarrage est ainsi achevée.

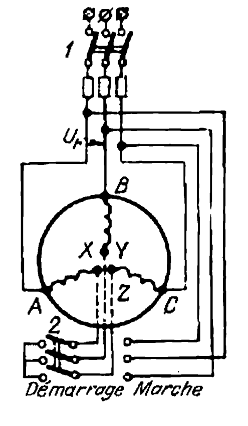


Fig. 22-8. Schéma de démarrage d'un moteur à rotor en court-circuit par couplage étoile-triangle.

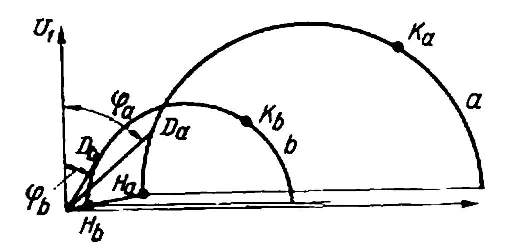


Fig. 22-9. Diagrammes de cercle superposés lors de la marche avec couplage de l'enroulement statorique en triangle (*a*) et en étoile (*b*).

Soient U_r la tension du réseau, U_Y et U_Δ les tensions par phase lors de la connexion de l'enroulement statorique en étoile et en triangle, I_{dY}, $I_{d\Delta}$, I_{dphY} et $I_{dph\Delta}$ les courants de démarrage dans le réseau et dans les phases de l'enroulement statorique en étoile et en triangle et z_{cc} la résistance de court-circuit d'une phase.

On a alors:

$$I_{dphY} = I_{dY} = \frac{U_Y}{z_{cc}} = \frac{U_r}{\sqrt{3} z_{cc}} . \qquad (22\text{-}16)$$

Si nous avions branché le moteur sur le réseau, les enroulements étant connectés en triangle, nous aurions obtenu:

$$I_{dph\Delta} = \frac{U_\Delta}{z_{cc}} = \frac{U_r}{z_{cc}}$$

et

$$I_{d\Delta} = \sqrt{3} I_{dph\Delta} = \frac{\sqrt{3} U_r}{z_{cc}}. \qquad (22\text{-}17)$$

En comparant les deux formules nous voyons que

$$\frac{I_{dY}}{I_{d\Delta}} = \frac{1}{3}. \qquad (22\text{-}18)$$

Ainsi, le courant de démarrage pris au réseau lors de la connexion de l'enroulement statorique en étoile est 3 fois plus petit que lors

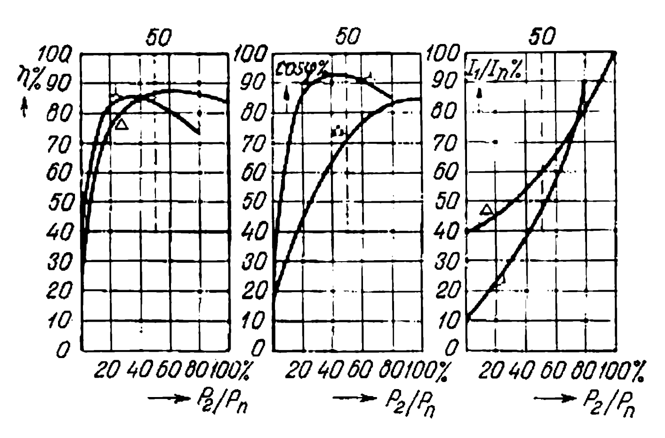


Fig. 22-10. Caractéristiques du moteur lors du couplage de l'enroulement statorique en triangle et en étoile.

de sa connexion en triangle. Mais le couple de démarrage C_d diminue également de 3 fois. En effet,

$$C_{dY} \equiv U_Y^2 = \frac{U_r^2}{3}$$

tandis que

$$C_{d\Delta} \equiv U_\Delta^2 = U_r^2.$$

On peut considérer ce mode de démarrage comme un cas particulier d'un démarrage à l'aide d'un autotransformateur où $k_A = \sqrt{3}$.

Le mode de commutation des enroulements statoriques mais dans l'ordre inverse, c'est-à-dire Δ/Y, est parfois utilisé pour améliorer le cos φ sous des charges ne dépassant pas 30 à 40 % de la valeur nominale.

Pour savoir comment variera le régime de fonctionnement du moteur en Δ/Y il faut construire deux diagrammes du cercle superposés (fig. 22-9) : le cercle *a* correspond à l'enroulement statorique en triangle et le cercle *b* à cet enroulement en étoile. Les diagrammes sont construits d'après les points de marche à vide H_a et H_b et les points de court-circuit K_a et K_b. Lors de la commutation la tension

par phase augmente de $\sqrt{3}$ fois; le flux Φ augmente de façon correspondante, tandis que le courant à vide (par phase) augmente plus de $\sqrt{3}$ fois par suite de la saturation du fer. Le courant de court-circuit $I_{cca} = \frac{U_r}{z_{cc}}$ et $I_{ccb} = \frac{U_r}{\sqrt{3} z_{cc}}$. Par conséquent, $I_{cca} = I_{ccb} \sqrt{3}$.

Les courbes de η, $\cos \varphi$ et $I = f(P_2)$ pour les enroulements statoriques connectés en étoile et en triangle sont indiquées sur la fig. 22-10. Nous voyons que la commutation Δ/Y avec de faibles charges agit de façon favorable sur la valeur du $\cos \varphi$ et est un des moyens permettant d'améliorer le facteur de puissance du réseau.

Dans les schémas courants de commutation Y/Δ le stator est débranché du réseau pour un temps très court. Pendant ce temps la vitesse du moteur pratiquement ne change pas et, vu qu'elle est proche de la vitesse de synchronisme, lors du nouveau branchement du moteur sur le réseau tout a lieu comme si le rotor du moteur était ouvert $\left(\frac{r_2}{g} \approx \infty\right)$. Dans ce cas, on observe une pointe du courant de branchement à vide. A l'aide de commutateurs spéciaux on peut éliminer ce défaut.

Chapitre XXIII

MOTEURS ASYNCHRONES À REFOULEMENT DU COURANT DANS L'ENROULEMENT ROTORIQUE

23-1. Moteur à deux cages

a) Formes d'exécution des moteurs à deux cages. Le moteur à deux cages représente l'une des variantes des moteurs asynchrones à rotor en court-circuit où on utilise le phénomène de refoulement du courant dans l'enroulement rotorique pour améliorer les propriétés de démarrage du moteur.

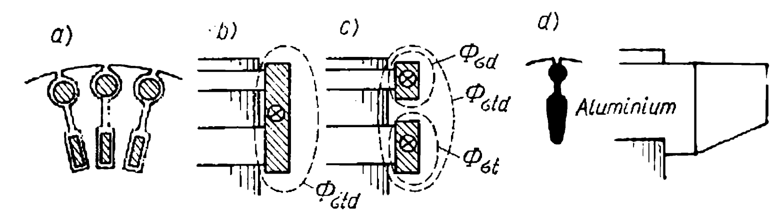


Fig. 23-1. Exécution des enroulements rotoriques d'un moteur à deux cages.

Le stator d'un moteur à deux cages ne diffère pas de celui du moteur ordinaire mais son rotor est à double cage d'écureuil (fig. 23-1,*a*). La cage supérieure située plus près de l'entrefer est en matériau à grande résistivité tel que laiton, bronze d'aluminium, etc., et la cage inférieure est en cuivre rouge, les deux enroulements étant séparés l'un de l'autre par les fentes étroites des encoches. Pour cette raison la cage inférieure a une grande perméance pour les flux de dispersion et la cage supérieure a une perméance relativement petite par suite de quoi la réactance de dispersion de la cage inférieure est de beaucoup supérieure à celle de la cage supérieure. La cage supérieure dans la partie qui se trouve dans le fer n'a pratiquement pas de flux de dispersion propre (fig. 23-2) car le flux de dispersion $\Phi_{\sigma td}$ qui embrasse les deux enroulements est déjà leur flux d'induction mutuelle et est déterminé par la somme géométrique des courants passant par les barres supérieures et inférieures.

Les cages supérieure et inférieure peuvent avoir un anneau de court-circuitage commun (fig. 23-1,*b*) ou chacun des enroulements peut avoir son anneau de court-circuitage propre (fig. 23-1,*c*). Dans

le premier cas l'anneau est parcouru par un courant égal à la somme géométrique des courants des deux enroulements, ce qui fait que le flux de dispersion de l'anneau est aussi le flux de leur induction mutuelle. Dans le second cas chacun des enroulements a son propre flux de dispersion des anneaux et un certain flux qui embrasse les deux anneaux. Pratiquement on utilise des moteurs à anneaux séparés (fig. 23-1,*c*) car dans ce cas les barres des deux cages qui s'échauffent de façon différente au démarrage peuvent s'allonger librement et indépendamment.

Les moteurs à deux cages remplies d'aluminium sont à encoches de forme (fig. 23-1,*d*). Dans ce cas la grande résistance de la cage supérieure est obtenue seulement par la diminution de sa section, ce qui ne présente pas de danger du point de vue thermique car les deux enroulements sont réunis par une couche d'aluminium qui remplit aussi la fente entre les enroulements.

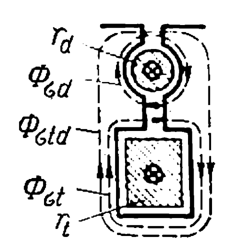


Fig. 23-2. Flux de dispersion d'une encoche rotorique d'un moteur à deux cages.

b) Principe de fonctionnement d'un moteur à deux cages. Lors du démarrage la fréquence du courant dans le rotor est grande et égale à la fréquence du réseau. Le courant se répartit entre les enroulements supérieur et inférieur en raison inverse de leurs impédances et vu que l'enroulement inférieur a une très grande inductance, son impédance est de plusieurs fois supérieure à l'impédance de la cage supérieure dont l'inductance propre est pratiquement nulle. Le courant dans la cage inférieure est beaucoup plus petit que celui de la cage supérieure et puis, par suite de la grande réactance de dispersion de la cage inférieure, son courant retarde d'un grand angle sur la F.É.M. induite par le flux d'induction mutuelle et pour cette raison au démarrage cet enroulement crée un couple moteur relativement petit. Inversement, au démarrage le courant dans la cage supérieure est grand et puis par suite de la faible inductance et de la grande résistance de cette cage il est presque en phase avec la F.É.M. d'induction mutuelle, c'est pourquoi cet enroulement crée un très grand couple moteur.

Ainsi, pendant le démarrage le couple moteur est développé surtout par la cage supérieure et pour cette raison elle est appelée cage de démarrage.

Au fur et à mesure que la vitesse du moteur augmente, la fréquence du courant dans l'enroulement rotorique diminue. Il en résulte une diminution de l'inductance de la cage inférieure et un accroissement du courant qui y circule avec une diminution correspondante de l'angle de déphasage du courant par rapport à la tension. Cette cage commence donc à créer un couple moteur de plus en plus grand. Lorsque le moteur développera sa vitesse nominale et aura un très faible glissement *g*, l'inductance de la cage inférieure deviendra

négligeable par rapport à sa résistance. Dans ce cas le courant total du système secondaire du moteur se divisera entre les enroulements en raison inverse de leurs résistances et vu que l'enroulement supérieur a une résistance de 5 à 6 fois plus grande que la résistance de l'enroulement inférieur, le courant dans la cage supérieure devient inférieur à celui de la cage inférieure. Il en résulte que le couple moteur est pratiquement créé dans ce cas par la cage inférieure. Pour cette raison la cage inférieure est appelée cage de travail.

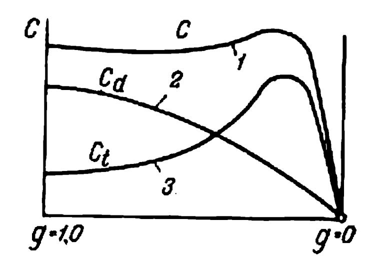


Fig. 23-3. Courbes des couples d'un moteur à deux cages.

Sur la fig. 23-3 on a représenté le diagramme corrigé des couples des cages supérieure et inférieure ainsi que le couple total dû aux deux cages.

Les relations possibles entre le rapport du couple de démarrage au couple nominal et le rapport du courant de démarrage au courant nominal pour les moteurs à deux cages, selon les données de l'usine soviétique « Electrosila », sont indiquées sur le tableau 23-1.

Tableau 23-1

Propriétés de démarrage des moteurs à deux cages

$\frac{C_d}{C_n}$	2,0	1,5	1,0
$\frac{I_d}{I_n}$	5 à 4,5	3,8 à 3,5	3,5 à 3,2

c) Schéma équivalent d'un moteur à deux cages. Les champs de dispersion à l'intérieur d'une encoche d'un moteur à deux cages sont représentés sur la fig. 23-2. Le flux de dispersion $\Phi_{\sigma td}$ embrasse le contour de deux courants (de la cage supérieure et de la cage inférieure) et est déterminé par la somme géométrique de ces courants qui représente le courant équivalent I_2 du système secondaire. A ce flux correspond la réactance x_{td}. Le flux de dispersion $\Phi_{\sigma t}$ embrasse seulement la cage inférieure et est déterminé par le courant

I_t de cette cage; à ce flux correspond une réactance de dispersion x_t. Le flux de dispersion $\Phi_{\sigma d}$ doit embrasser seulement la cage supérieure et être déterminé par le courant I_d de cette cage, mais comme les lignes de ce flux qui passent par la fente entre les cages sont opposées aux lignes du flux $\Phi_{\sigma t}$, il en résulte un flux équivalent $\Phi_{\sigma td}$ qui embrasse les deux cages. Il est à noter que le flux $\Phi_{\sigma d}$ doit traverser deux entrefers et les flux $\Phi_{\sigma td}$ et $\Phi_{\sigma t}$ seulement un seul. Pour ces raisons, lorsque le circuit magnétique n'est pas saturé, on peut

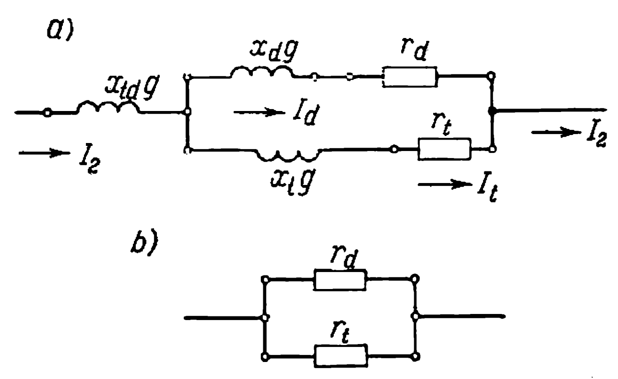


Fig. 23-4. Schémas équivalents du circuit rotorique d'un moteur à deux cages.

admettre que le flux $\Phi_{\sigma d} \approx 0$ et la réactance de dispersion $x_d \approx 0$. Seulement par la présence des anneaux de court-circuitage séparés pour chaque cage des conditions sont créées pour la formation d'un faible flux autour de l'anneau de la cage supérieure et dans ce cas il faut admettre que la cage supérieure a également une faible réactance de dispersion indépendante x_d.

Conformément à ce que nous venons de dire, le schéma équivalent du circuit rotorique pour le glissement g prend la forme représentée sur la fig. 23-4,*a*.

Ecrivons l'expression de l'impédance de tout le circuit secondaire:

$$Z_{2g} = Z_{tdg} + \frac{Z_{dg}Z_{tg}}{Z_{dg}+Z_{tg}} = jx_{td}g + \frac{(r_d+jx_dg)(r_t+jx_tg)}{(r_d+r_t)+j(x_d+x_t)g}. \quad (23\text{-}1)$$

En multipliant le numérateur et le dénominateur de la fraction de (23-1) par le nombre complexe conjugué du dénominateur on obtient:

$$Z_{2g} = \left[jx_{td} + \frac{r_dr_t(r_d+r_t)+(r_dx_t^2+r_tx_d^2)g}{g[(r_d+r_t)^2+(x_d+x_t)^2g^2]} + \right.$$
$$\left. + j\frac{r_d^2x_t+r_t^2x_d+(x_d\cdot x_t)(x_d+x_t)g^2}{(r_d+r_t)^2+(x_d+x_t)^2g^2}\right]. \quad (23\text{-}1a)$$

Les équations (23-1) et (23-1a) pour Z_{2g} sont assez complexes pour l'analyse. Mais dans la plupart des cas, comme indiqué plus haut,

par exemple pour le moteur à double cage d'écureuil, on peut admettre $x_d \approx 0$ et la formule (23-1a) prend alors une forme beaucoup plus simple et commode pour l'analyse. Dans ce cas il n'y a pas de dispersion d'encoche séparée de la cage supérieure et il peut rester seulement une très faible dispersion frontale séparée pour la cage supérieure et la cage inférieure lorsqu'il existe des anneaux de court-circuitage séparés.

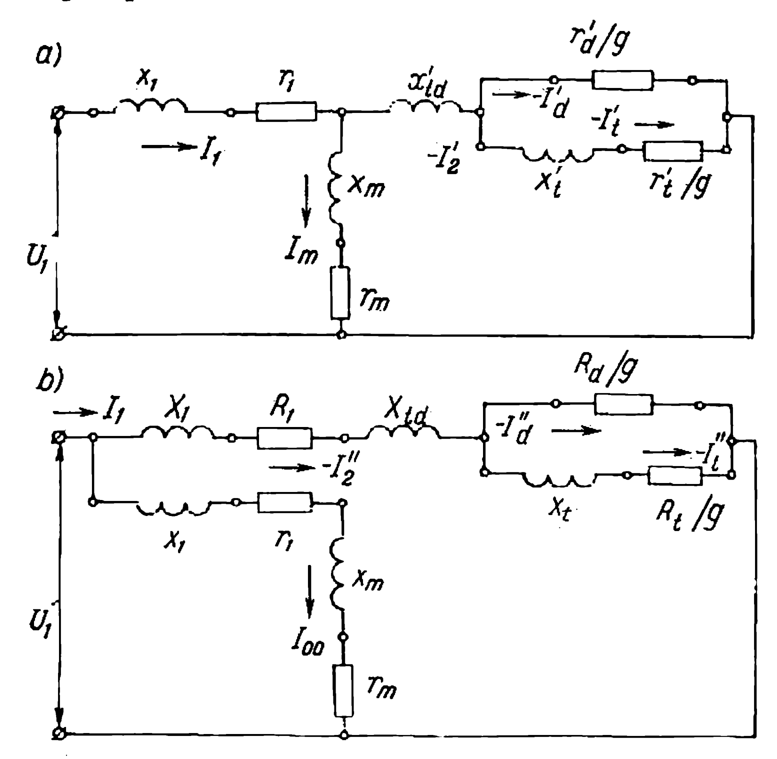


Fig. 23-5. Schémas équivalents précis (*a*) et corrigé (*b*) d'un moteur à deux cages.

Lorsqu'il y a un seul anneau de court-circuitage pour les deux cages il n'y a pas de dispersions séparées même dans ce cas mais il reste seulement la dispersion commune des deux cages dans les parties d'encoches et frontale qui se rapporte déjà à l'inductance mutuelle de dispersion x_{td}. Pour $x_d = 0$ la formule (23-1a) prend la forme suivante:

$$Z_{2g} = g\left\{jx_{td} + \frac{r_d r_t + jr_d x_t g}{g\,[(r_d + r_t) + jx_t g]}\right\} =$$

$$= g\left\{jx_{td} + \frac{r_d r_t\,(r_d + r_t) + r_d x_t^2 g^2}{g\,[(r_d + r_t)^2 + x_t^2 g^2]} + j\,\frac{r_d^2 x_t}{[(r_d + r_t)^2 + x_t^2 g^2]}\right\}. \quad (23\text{-}2)$$

Le schéma équivalent complet d'un moteur à deux cages aura la forme indiquée sur la fig. 23-5,*a*. L'analyse de ce schéma par suite de l'existence de plusieurs branches est assez complexe. Si on transforme le schéma de la fig. 23-5,*a* en un schéma avec un circuit magnétisant séparé, comme cela a été fait au § 19-5 pour une machine asynchrone ordinaire, et si l'on adopte le coefficient de correction σ_1 pour un nombre réel, on obtient le schéma équivalent corrigé de la fig. 23-5,*b*. Dans ce schéma le glissement n'influe pas sur le courant dans le circuit magnétisant. Il en résulte que dans le schéma transformé seule une dérivation parallèle reste, ce qui simplifie beaucoup l'analyse de ce schéma. Dans le schéma de la fig. 23-5, *b* nous avons:

$$X_1 = x_1\sigma_1, \qquad R_1 = r_1\sigma_1, \qquad X_{td} = x'_{td}\sigma_1^2,$$
$$R_d = r'_d\sigma_1^2, \qquad X_d = x'_t\sigma_1^2, \qquad R_t = r'_t\sigma_1^2,$$

où le coefficient de correction σ_1, si l'on néglige les résistances r_1 et r_m, est égal au coefficient de dispersion primaire.

Examinons maintenant séparément les régimes de fonctionnement d'un moteur à faibles glissements pour $g \approx 0$ (charge nominale) et pour $g \approx 1$ (régime de démarrage et celui de freinage).

d) Régime de faibles glissements ($g \approx 0$). Dans ce cas dans la formule (23-2) on peut négliger les termes comprenant g^2 et l'expression de l'impédance du circuit secondaire prend alors la forme suivante:

$$Z_{2g} \approx g\left[jx_{td} + \frac{r_d r_t}{g(r_d+r_t)} + j\frac{r_d^2}{(r_d+r_t)^2}x_t\right] = g\left[jx_{td} + \frac{r_é}{g} + jx_é\right]. \tag{23-3}$$

où

$$r_é = \frac{r_d r_t}{r_d+r_t}; \qquad x_é = \frac{r_d^2}{(r_d+r_t)^2}x_t.$$

Il en résulte que pour la zone de faibles glissements, la résistance équivalente est égale à la résistance équivalente des deux résistances r_t et r_d branchées en parallèle (fig. 23-4,*b*) et la réactance équivalente $x_é$ est égale à la réactance de la cage inférieure x_t multipliée par le carré du rapport des résistances:

$$\left(\frac{r_d}{r_t+r_d}\right)^2.$$

En remplaçant les résistances et les réactances de la partie ramifiée du schéma équivalent de la fig. 23-5,*b* par la résistance $R_é = r'_é\sigma_1^2$ et la réactance $X_é = x'_é\sigma_1^2$, on obtient le schéma de la fig. 23-6 qui représente le schéma équivalent d'un moteur comportant dans son circuit secondaire la réactance $X_2 = X_{td} + X_é$ et la résistance $\frac{R_2}{g} = \frac{R_é}{g}$.

Si ce moteur à deux cages était exécuté comme un moteur à rotor en court-circuit ordinaire, ayant seulement la cage supérieure mais avec la résistance $R_é$ et le circuit statorique restait le même, un tel moteur aurait la même résistance et la même réactance du circuit

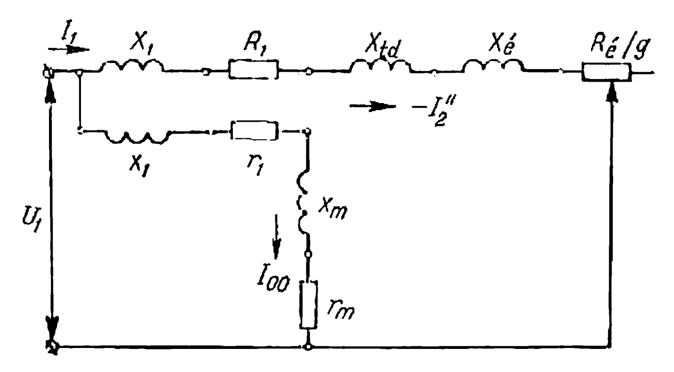


Fig. 23-6. Schéma équivalent corrigé d'un moteur à deux cages pour de faibles glissements.

primaire et dans son circuit secondaire il aurait la résistance $\frac{R_2}{g} = \frac{R_é}{g}$ et la réactance $X_2 = X_{td}$. Les deux moteurs auraient le

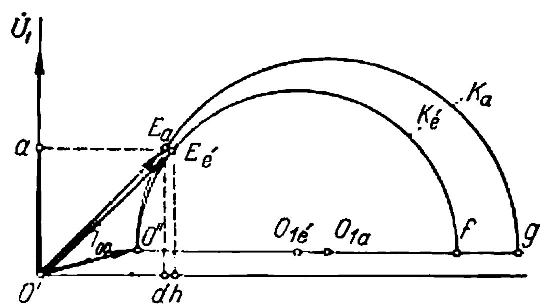


Fig. 23-7. Diagrammes de cercle d'un moteur asynchrone normal (K_a) et d'un moteur à deux cages ($K_é$).

même courant à vide mais les diamètres des diagrammes de cercle seraient différents. Pour un moteur asynchrone ordinaire

$$D_a = \frac{U_1}{X_1 + X_2} = \frac{U_1}{X_1 + X_{td}}, \tag{23-4}$$

et pour un moteur à deux cages

$$D_é = \frac{U_1}{X_1 + X_{td} + X_é}. \tag{23-5}$$

Il est évident que $D_a > D_é$ et les diagrammes du cercle de ces moteurs auront la forme représentée sur la fig. 23-7. Etant donné

que nous avons admis que les résistances primaires et secondaires de ces moteurs étaient égales, ces moteurs auront à peu près le même rendement. Pour une même charge les moteurs dans ce cas auront une même composante active du courant: $E_a d = E_e h$ mais la composante inductive du courant d'un moteur asynchrone ordinaire $O'd$ est inférieure à la composante inductive $O'h$ d'un moteur à deux cages. Pour cette raison le facteur de puissance d'un moteur à deux cages est généralement inférieur à celui d'un moteur asynchrone normal, ce qui se manifeste davantage dans les moteurs lents, par rapport aux moteurs rapides. Il en résulte qu'un couple de démarrage augmenté dans un moteur à deux cages est obtenu au prix d'une certaine diminution du facteur de puissance pour un rendement à peu près identique à celui d'un moteur asynchrone à rotor en court-circuit normal.

e) **Régime de grands glissements** ($g \approx 1{,}0$). Pour de grands glissements dans un circuit secondaire ramifié on peut négliger la résistance de la cage inférieure $\frac{R_t}{g}$ par rapport à la réactance relativement

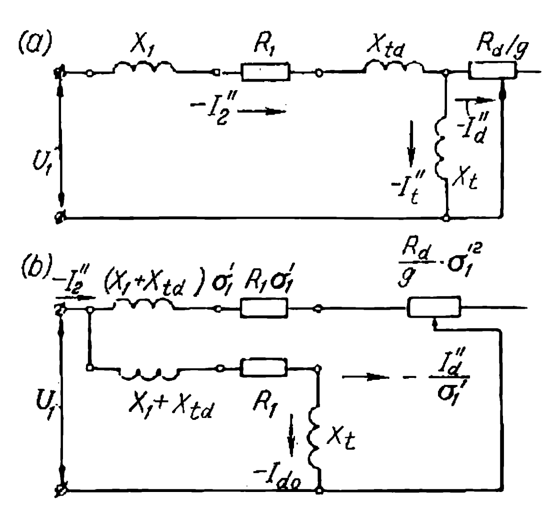


Fig. 23-8. Schémas équivalents corrigés d'un moteur asynchrone pour de grands glissements.

grande X_t de la même cage. En admettant pour ce cas $R_t \approx 0$, on obtient pour le circuit principal du moteur un schéma équivalent corrigé de la fig. 23-8,*a*.

Comparons le schéma de la fig. 23-8,*a* au schéma équivalent complet d'un moteur asynchrone ordinaire (fig. 19-5) pour lequel nous avons négligé les pertes dans le fer ($r_m \approx 0$). Ce dernier schéma équivalent se transforme en un schéma équivalent corrigé de la

fig. 19-7. Si de la même façon on transforme le schéma de la fig. 23-8,*a* en un schéma à circuit parallèle rapporté aux bornes, on obtient le schéma équivalent de la fig. 23-8,*b*. Il résulte de ce schéma que pour de grands glissements la fin du vecteur de courant décrit un cercle dont le diamètre sera :

$$D_d = \frac{U_1}{(X_1 + X_{td})\sigma_1'}, \tag{23-6}$$

où

$$\sigma_1' = 1 + \frac{X_1 + X_{td}}{X_t}. \tag{23-7}$$

En introduisant σ_1' dans l'expression du diamètre, on obtient :

$$D_d = \frac{U_1 X_t}{(X_1 + X_{td})(X_1 + X_{td} + X_t)}. \tag{23-8}$$

Le courant à vide conventionnel de ce cercle, valable seulement pour de grandes valeurs du glissement g, sera :

$$I_{d0} = \frac{U_1}{\sqrt{R_1^2 + (X_1 + X_{td} + X_t)^2}}. \tag{23-9}$$

Examinons maintenant le cercle du courant pour la cage supérieure ouverte et pour cela il faut prendre $R_d = \infty$ dans le schéma de la fig. 23-5,*b*. Dans ce cas on obtient un moteur asynchrone à une cage dont le diamètre du cercle du courant sera :

$$D_0 = \frac{U_1}{X_1 + X_{td} + X_t}, \tag{23-10}$$

et le courant pour le glissement $g = \pm\infty$ sera :

$$I_{0\infty} = \frac{U_1}{\sqrt{R_1^2 + (X_1 + X_{td} + X_t)^2}}. \tag{23-11}$$

On peut en conclure que le courant à vide du cercle K_d, qui correspond au schéma de la fig. 23-8,*b*, est égal au courant à glissement $g = \pm\infty$ du cercle K_0 qui correspond au travail du moteur à cage supérieure ouverte.

Il est intéressant de noter la relation suivante entre les diamètres des cercles que nous venons d'examiner :

$$D_d = \frac{U_1 X_t}{(X_1 + X_{td})(X_1 + X_{td} + X_t)} = \frac{U_1}{X_1 + X_{td}} - \frac{U_1}{X_1 + X_{td} + X_t} = D_a - D_0. \tag{23-12}$$

Notons que les points à glissement $g = \pm\infty$ pour les cercles K_a et K_d coïncident. En effet, pour le premier cercle (schéma de la fig. 23-6 pour $X_é = 0$) on a :

$$I_{a\infty} = \frac{U_1}{\sqrt{R_1^2 + (X_1 + X_{td})^2}}, \tag{23-13}$$

et pour le second cercle K_d (schéma de la fig. 23-8,*b*)

$$I_{d\infty} = \frac{U_1}{\sqrt{R_1^2 + (X_1 + X_{td})^2}}, \tag{23-14}$$

d'où

$$I_{a\infty} = I_{d\infty}.$$

Tous ces cercles examinés avec leur disposition relative sont indiqués sur la fig. 23-9.

Par une analyse plus détaillée on peut montrer que le centre M_a du cercle K_a, le centre M_d du cercle K_d et le point à glissement

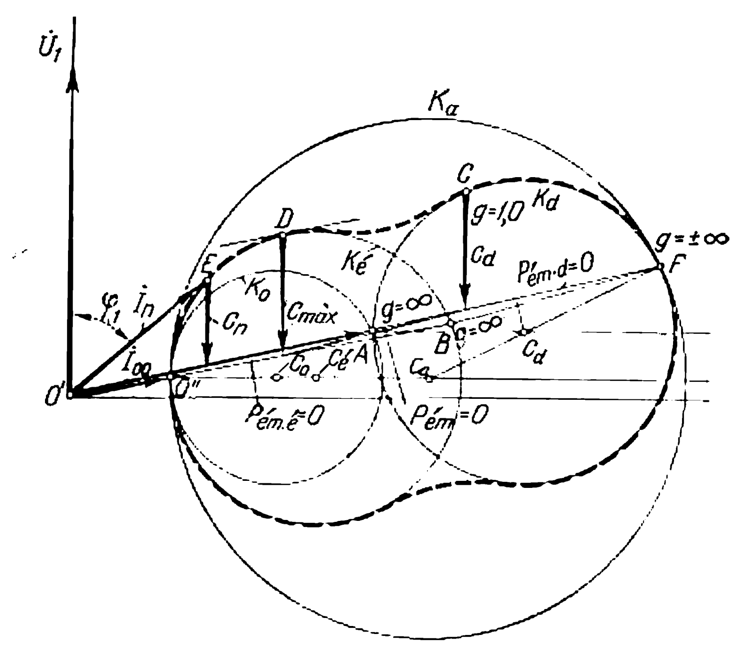


Fig. 23-9. **Construction des lieux géométriques du courant d'un moteur à deux cages.**

$g = \pm\infty$ des cercles K_a et K_d se trouvent sur la même droite M_a — — M_d — F.

Portons sur la fig. 23-9 le diagramme de cercle $K_é$ qui correspond au régime de fonctionnement d'un moteur à deux cages aux faibles glissements. Traçons en pointillé une ligne douce de passage du cercle de travail $K_é$ au cercle de démarrage K_d et on obtient ainsi la courbe décrite par la fin du vecteur de courant d'un moteur à deux cages.

f) Comparaison d'un moteur à deux cages avec un moteur normal. On peut exécuter un moteur à deux cages ayant différentes valeurs du couple moteur initial, valeurs comprises entre celle du

couple nominal et celle du couple double et même triple où le courant de démarrage peut varier dans des limites assez larges. La variation de la valeur du couple initial est obtenue par le choix correspondant des résistances et des réactances du rotor r_d, r_t et x_t.

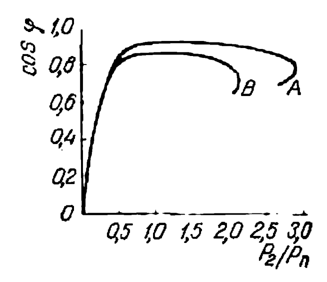


Fig. 23-10. Courbes du facteur de puissance en fonction de la charge des moteurs tétrapolaires de 29 kW d'exécution normale (A) et à deux cages (B).

Enfin, indiquons les caractéristiques pour cos φ (fig. 23-10), du rapport du couple de démarrage au couple nominal C_d/C_n et du rapport du courant de démarrage au courant nominal I_d/I_n (fig. 23-11) pour deux moteurs tétrapolaires de 29 kW dont l'un comporte un

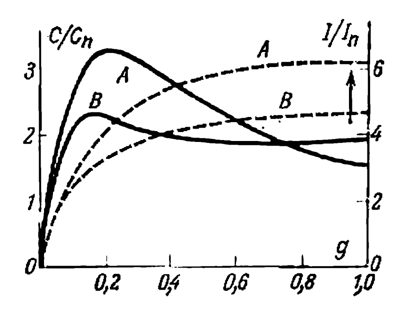


Fig. 23-11. Courbes du couple moteur et du courant en fonction du glissement des moteurs tétrapolaires de 29 kW d'exécution normale (A) et à deux cages (B).

rotor à deux cages (B) et l'autre un rotor en court-circuit normal (A) ayant les mêmes stators et les mêmes résistances secondaires en régime de charge normale.

Le moteur à deux cages a à peu près le même cos φ que le moteur correspondant à bagues ayant une réactance augmentée du rotor, comparée à celle d'un moteur à rotor en court-circuit, par suite de la plus grande longueur des parties frontales de l'enroulement rotorique.

Exemple 23-1.

Calcul des paramètres d'un schéma équivalent d'un moteur asynchrone triphasé à double cage d'écureuil.

On adopte le stator et les paramètres du circuit magnétisant du schéma équivalent les mêmes que pour un moteur ordinaire à rotor en court-circuit (voir l'exemple 19-1).

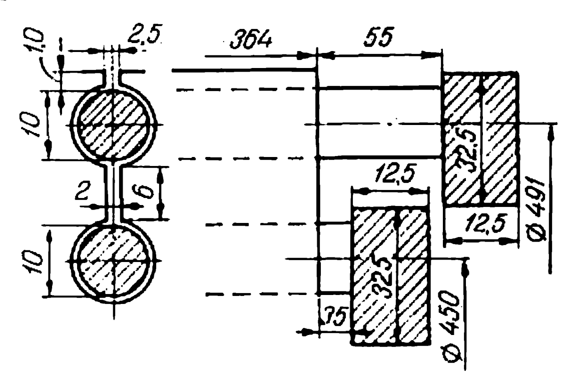


Fig. 23-12. Forme de l'encoche d'un rotor à double cage.

Données du rotor: nombre d'encoches rotoriques $N_2 = 80$, nombre d'encoches par pôle et par phase $q_2 = 4,44$.

La forme de l'encoche rotorique et les principales dimensions sont indiquées sur la fig. 23-12.

Perméance de l'encoche rotorique:

cage supérieure (en laiton)

$$\lambda_{eb1} = 0,623 + \frac{1}{2,5} = 1,023 \qquad \text{[formule (5-15d)],}$$

$$\lambda_{fb1} = 1,14 \qquad \text{[formule (18-25a)],}$$

$$\lambda_{db1} = 1,7 \qquad \text{[formule (5-27),}$$

coefficient k_{d2} d'après la fig. 18-7 pour $\beta = 1,0$ et $q_2 = 4,44$],

$$\Sigma\lambda_{b1} = 1,023 + 1,14 + 1,7 = 3,86,$$

$$x'_{td} = 2\pi \cdot 1,26 \cdot 10^{-8} \cdot 50 \cdot 33,4 \cdot 3,86 \cdot k = 0,00051 \cdot 5\,500 = 2,8 \text{ ohms,}$$

où $k = 5\,500$ est le coefficient de réduction ;

cage inférieure (en cuivre)

$$\lambda_{eb2} = 0,623 + \frac{6}{2} = 3,62,$$

$$\lambda_{fb2} = 1,14, \quad \Sigma\lambda_{b2} = 4,76,$$

$$x'_t = 2\pi \cdot 1,26 \cdot 10^{-8} \cdot 50 \cdot 33,4 \cdot 4,76 \cdot k = 6,29 \cdot 10^{-5} \cdot 5\,500 = 3,45 \text{ ohms.}$$

Les résistances ohmiques des barres de la cage supérieure sont :

$$r_{b1} = \rho_{75°} \frac{l_{b1}}{q_{b1}} = 0,0744 \cdot \frac{0,474}{78,5} = 45 \cdot 10^{-5} \text{ ohm,}$$

où

$$l_{b1}=364+2\cdot 55=474 \text{ mm},$$

$$d_{b1}=10 \text{ mm} ; \quad q_b=\frac{\pi}{4}\cdot 10^2=78{,}5 \text{ mm}^2,$$

$$\rho_{15°}=0{,}06 \text{ ohm}\cdot\text{m/mm}^2,$$

$$\rho_{75°}=1{,}24\cdot 0{,}06=0{,}0744 \text{ ohm}\cdot\text{m/mm}^2.$$

La résistance des deux secteurs adjacents de l'anneau de court-circuitage en cuivre de la cage supérieure

$$r_{é.\,an1}=\rho_{75°}\frac{l_{é.\,an}}{q_{an}}=0{,}0217\,\frac{0{,}0386}{406}=20{,}6\cdot 10^{-7} \text{ ohm},$$

où

$$q_{an1}=12{,}5\cdot 32{,}5=406 \text{ mm}^2,$$

$$l_{é.\,an1}=2\,\frac{\pi\cdot 491}{80}=38{,}6 \text{ mm}.$$

La résistance des deux secteurs de l'anneau rapportée à la résistance de la barre d'après la formule (18-24)

$$r'_{é.\,an1}=\frac{20{,}6\cdot 10^{-7}}{0{,}055}=3{,}75\cdot 10^{-5} \text{ ohm}.$$

La résistance totale de la cage supérieure rapportée au système primaire du stator

$$r'_d=(r_{b1}+r'_{é.\,an1})\,k=(45+3{,}75)\cdot 10^{-5}\cdot 5\,500=2{,}68 \text{ ohms}.$$

La cage inférieure en cuivre

$$l_{b2}=364+2\cdot 35=434 \text{ mm}, \ d_{b2}=10 \text{ mm},$$

$$q_{b2}=\frac{\pi\cdot 10^2}{4}=78{,}5 \text{ mm}^2,$$

$$r_{b2}=0{,}0217\cdot\frac{0{,}434}{78{,}5}=12\cdot 10^{-5} \text{ ohm},$$

$$q_{an2}=12{,}5\cdot 32{,}5=406 \text{ mm}^2,$$

$$l_{é.\,an2}=2\,\frac{\pi\cdot 450}{80}=35{,}4 \text{ mm},$$

$$r_{é.\,an2}=0{,}0217\cdot\frac{0{,}0354}{406}=18{,}9\cdot 10^{-7} \text{ ohm}.$$

La résistance des deux secteurs des anneaux de court-circuitage de la cage inférieure rapportée à la résistance de la barre de la cage d'écureuil [formule (18-24)]

$$r'_{é.\,an2}=\frac{18{,}9\cdot 10^{-7}}{0{,}055}=3{,}45\cdot 10^{-5} \text{ ohm}.$$

La résistance totale de la cage inférieure rapportée au système primaire

$$r'_t=(r_{b2}+r'_{é.\,an2})\,k=(12+3{,}45)\cdot 10^{-5}\cdot 5\,500=0{,}85 \text{ ohm}.$$

Le schéma équivalent total du moteur à cage d'écureuil d'après la fig. 23-5, *a* où

$$x_1=2{,}78 \text{ ohms}, \ r_1=0{,}68 \text{ ohm}, \ x'_{td}=2{,}8 \text{ ohms},$$

$$r_d/g=2{,}68/g, \qquad x'_t=3{,}45 \text{ ohms},$$

$$r'_t/g=0{,}85/g, \qquad x_m=95{,}6 \text{ ohms}, \ r_m=11 \text{ ohms}.$$

Le schéma équivalent avec circuit de marche à vide rapporté aux bornes d'après la fig. 23-5, *b* où

$$\sigma_1 = 1 + \frac{2,78}{95,6} = 1,03, \qquad \sigma_1^2 = 1,06,$$

$$R_1 = 0,68 \cdot 1,03 = 0,7 \text{ ohm}, \qquad X_1 = 2,78 \cdot 1,03 = 2,86 \text{ ohms},$$

$$X_{\text{td}} = 2,8 \cdot 1,06 = 2,96 \text{ ohms}, \qquad X_{\text{t}} = 3,45 \cdot 1,06 = 3,65 \text{ ohms},$$

$$R_{\text{d}} = 2,68 \cdot 1,06 = 2,84 \text{ ohms}, \qquad R_{\text{t}} = 0,85 \cdot 1,06 = 0,9 \text{ ohm}.$$

Exemple 23-2.

Calcul des puissances et des couples d'un moteur asynchrone triphasé à double cage d'écureuil et construction du lieu géométrique du courant primaire.

La puissance mécanique totale est:

$$P_{\text{méc}} = p_{\text{méc}} + p_{\text{com}} + P_2 = 2,0 + 1,4 + 250 = 253,4 \text{ kW}.$$

Vu que le cosinus φ est un peu réduit, on adopte le courant rapporté du circuit principal $I_2'' = 53$ A (pour un moteur ordinaire à rotor en court-circuit $I_2'' = 52$ A). On a alors:

$$p_{c2} = 3 I_2''^2 \cdot R_2 = 3 \cdot 53^2 \cdot 0,683 \cdot 10^{-3} = 5,74 \text{ kW},$$

$$P_{\text{ém}} = P_{\text{méc}} + p_{c2} = 253,4 + 5,74 = 259,14 \text{ kW},$$

$$g_{\text{n}} = p_{c2}/P_{\text{ém}} = \frac{5,74}{259,14} = 0,0221,$$

$$\frac{R_2}{g_{\text{n}}} = \frac{0,683}{0,0221} = 30,9 \text{ ohms},$$

$$\cos\psi_2 = \frac{R_1 + R_2/g_{\text{n}}}{\sqrt{\left(R_1 + \frac{R_2}{g_{\text{n}}}\right)^2 + X_{\text{cc}}^2}} = \frac{0,7 + 30,9}{\sqrt{(0,7 + 30,9)^2 + 7,39^2}} = \frac{31,6}{32,6} = 0,97,$$

$$P_{\text{émn}} = \frac{3U_{1\text{s}}^2 \frac{R_2}{g_{\text{n}}}}{\left(R_1 + \frac{R_2}{g_{\text{n}}}\right)^2 + X_{\text{cc}}^2} = \frac{3 \cdot 1730^2 \cdot 30,9 \cdot 10^{-3}}{(0,7 + 30,9)^2 + 7,93^2} = 261,5 \text{ kW},$$

$$C_{\text{émn}} = \frac{P_{\text{émn}}}{2\pi \cdot n} = \frac{261,5 \cdot 10^3}{2\pi \frac{1\,000}{60}} = 2\,500 \text{ Nm},$$

d'après la formule (20-32)

$$C_m = \frac{3 \cdot 3 \cdot 1\,730^2}{2 \cdot 2\pi \cdot 50\,(0,7 + \sqrt{0,7^2 + 7,93^2})} = 4\,950 \text{ Nm},$$

$$\frac{C_m}{C_{\text{émn}}} = \frac{4\,950}{2\,500} = 1,98,$$

$$\Sigma p = (p_{\text{méc}} + p_{\text{com}}) + 3I_2''^2 R_{\text{cc}} + p_0 = 3,4 + 11,6 + 11,68 = 26,7 \text{ kW}.$$

$$\eta = \left(1 - \frac{26,7}{250 + 26,7}\right) \cdot 100 = (1 - 0,0966) \cdot 100 = 90,34\ \%.$$

Pour les régimes à faibles glissements dans les limites des charges normales, le schéma équivalent peut être représenté sous une forme simplifiée par le remplacement des résistances et des réactances du contour ramifié du circuit principal

par des résistances et des réactances équivalentes connectées en série

$$R_{\text{éq}} = R_t \cdot \alpha = 0{,}9 \cdot 0{,}76 = 0{,}683 \text{ ohm}$$

et

$$X_{\text{éq}} = X_t \alpha^2 = 3{,}65 \cdot 0{,}578 = 2{,}11 \text{ ohms}$$

où

$$\alpha = \frac{R_d}{R_d + R_t} = \frac{2{,}84}{2{,}84 + 0{,}9} = 0{,}76 \quad \text{et} \quad \alpha^2 = 0{,}578.$$

Pour le régime à faibles glissements ($g < 0{,}1$) le schéma équivalent prend la forme simplifiée indiquée sur la fig. 23-6, où

$$R_{cc} = R_1 + R_{\text{éq}} = 0{,}7 + 0{,}683 = 1{,}383 \text{ ohm},$$

$$X_{cc} = (X_1 + X_{td}) + X_{\text{éq}} = 5{,}82 + 2{,}11 = 7{,}93 \text{ ohms},$$

$$Z_{cc} = \sqrt{R_{cc}^2 + X_{cc}^2} = \sqrt{1{,}383^2 + 7{,}93^2} = 8{,}02 \text{ ohms},$$

$$I_{cc} = \frac{1\,730}{8{,}02} = 216 \text{ A}, \qquad \cos \varphi_{cc} = \frac{1{,}383}{8{,}02} = 0{,}173.$$

Pour les régimes à grands glissements ($g > 1$) le schéma équivalent simplifié du circuit principal prend la forme indiquée sur la fig. 23-8,*a* et peut être transformé en schéma équivalent simplifié à circuit magnétisant conventionnel rapporté aux bornes selon la fig. 23-8,*b*. Dans ce cas:

$$\sigma_1' = 1 + \frac{X_1 + X_{td}}{X_t} = 1 + \frac{5{,}82}{3{,}65} = 2{,}6\,; \quad \sigma'^2 = 6{,}75,$$

$$X_{cc} = (X_2 + X_{td})\,\sigma_1' = 5{,}82 \cdot 2{,}6 = 15{,}2 \text{ ohms},$$

$$R_{cc} = R_1 \sigma_1' + R_d \sigma_1'^2 = 0{,}7 \cdot 2{,}6 + 2{,}84 \cdot 6{,}75 = 20{,}92 \text{ ohms},$$

$$R_d \sigma_1'^2 = 2{,}84 \cdot 6{,}75 = 19{,}1 \text{ ohms},$$

$$Z_{cc} = \sqrt{20{,}92^2 + 15{,}2^2} = 25{,}8 \text{ ohms},$$

$$I_{cc}'' = \frac{1\,730}{25{,}8} = 67 \text{ A},$$

d'après la formule (20-34)

$$C_d = \frac{3 \cdot 3 \cdot 1\,730^2 \cdot 19{,}1}{2 \cdot \pi \cdot 50 \cdot 665} = 2\,470 \text{ Nm},$$

$$\frac{C_d}{C_{2n}} = \frac{2\,470}{2\,440} = 1{,}025.$$

Faisons un calcul plus précis des paramètres d'un moteur asynchrone à double cage d'écureuil pour différents glissements d'après les formules (23-1) et (23-2) correspondant au schéma équivalent de la fig. 23-5:

$$Z_d = R_1 + j\,(X_1 + X_{td}) + \frac{R_d R_t (R_d + R_t) + R_d X_t^2 g^2}{g\,[(R_d + R_t)^2 + X_t^2 g^2]} + j\,\frac{R_d^2 X_t}{[(R_d + R_t)^2 + X_t^2 g^2]} =$$

$$= 0{,}7 + j5{,}82 + \frac{2{,}84 \cdot 0{,}9 \cdot (2{,}84 + 0{,}9) + 2{,}84 \cdot 3{,}65^2 g^2}{g\,[(2{,}84 + 0{,}9)^2 + 3{,}65^2 g^2]} +$$

$$+ j\,\frac{2{,}84 \cdot 3{,}65}{(2{,}84 + 0{,}9)^2 + 3{,}65^2 g^2} = 0{,}7 + j5{,}82 + \frac{9{,}56 + 37{,}8 \cdot g^2}{g\,(13{,}9 + 13{,}2 \cdot g^2)} +$$

$$+ j\,\frac{29{,}3}{(13{,}9 + 13{,}2 \cdot g^2)}\,;$$

pour $g=1,0$

$$Z_d=0,7+j5,82+\frac{47,36}{27,1}+j\frac{29,3}{27,1}=0,7+1,75+j6,9\,;$$

$$Z_d=7,33 \text{ ohms},$$

$$I_d=\frac{U_1}{Z_d}=\frac{1\,730}{7,33}=236\text{ A}\,;$$

$$\cos\varphi''=\frac{R_d}{Z_d}=\frac{2,45}{7,35}=0,334\,;$$

$$\frac{I_d}{I_n}=\frac{236\cdot1,03}{60}=4,06\,;$$

d'après la formule (20-34)

$$C_d=\frac{3\cdot3\cdot1\,730^2\cdot1,75}{2\cdot\pi\cdot50\cdot7,33^2}=2\,800\text{ Nm}\,;$$

$$C_d/C_{émn}=\frac{2\,800}{2\,500}=1,12.$$

De façon analogue on fait le calcul pour les autres valeurs de glissement g (tableau 23-2).

Tableau 23-2

Valeurs des courants et des couples pour différents glissements

g	0,0221	0,25	0,5	1,0	2,0	∞
I_d/I_n	1,00	3,33	3,67	4,06	4,53	
I_d	53	193,5	214	236	264	314
$\cos\varphi''$	0,97	0,462	0,362	0,334	0,29	0,127
$C_d/C_{émn}$	1,0	1,5	1,18	1,13	1,065	

23-2. Moteur à encoches profondes

a) Principe de fonctionnement d'un moteur à encoches profondes. Les moteurs à encoches profondes, comme ceux à deux cages, ont de meilleures caractéristiques de démarrage que les moteurs normaux à rotor en court-circuit. La forme de l'encoche d'un moteur à encoches profondes avec le mode répandu de la connexion des barres aux anneaux de court-circuitage est indiquée sur la fig. 23-13. A côté des barres de section rectangulaire, on emploie des barres ayant une autre section, par exemple trapézoïdale, en forme de bouteille (voir fig. 1-22), etc. Nous envisagerons les barres de forme rectangulaire comme étant les plus simples et les plus répandues.

Dans les moteurs à encoches profondes on utilise le phénomène de refoulement du courant dans les barres de l'enroulement rotorique dû aux flux de dispersion d'encoches.

Examinons d'abord les phénomènes se produisant au démarrage. A l'instant initial du démarrage $g = 1$ et la fréquence dans le rotor est égale à celle du réseau. Sur la fig. 23-14,*a* on a représenté le flux de dispersion d'encoches dans ces conditions. Comme on le voit, différents secteurs considérés en hauteur de la barre sont encerclés

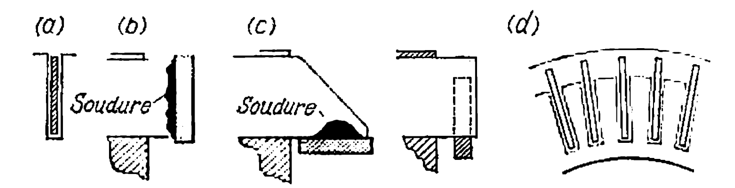


Fig. 23-13. Détails d'exécution du rotor d'un moteur asynchrone à encoches profondes.

par différent nombre de lignes de flux de dispersion. Les secteurs inférieurs sont encerclés par le plus grand nombre de lignes de ce flux et les secteurs supérieurs par le plus petit nombre de lignes. Pour cette raison dans les secteurs inférieurs de la barre les plus

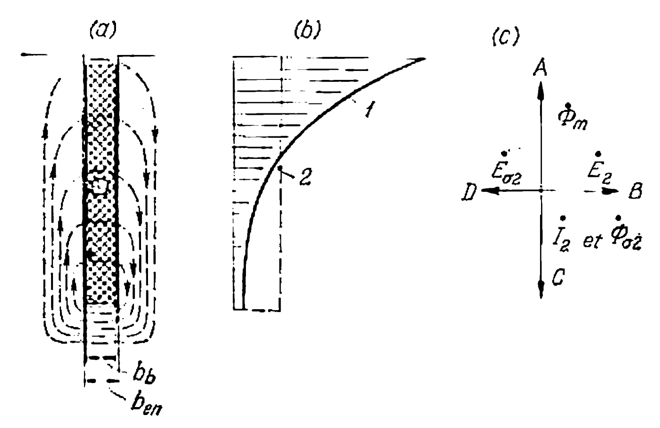


Fig. 23-14. Flux de dispersion d'encoche du rotor d'un moteur à encoches profondes et répartition de la densité du courant dans le conducteur du rotor.

grandes F.É.M. de dispersion sont induites et dans les secteurs supérieurs, les plus petites F.É.M. de dispersion.

L'action de la F.É.M. de dispersion est facile à élucider à l'aide du diagramme de la fig. 23-14,*c* en supposant que la résistance du conducteur soit nulle. On a ici le vecteur $\overline{OA} = \dot{\Phi}_m$ qui représente le flux principal du moteur; $\overline{OB}$ représente la F.É.M. principale $\dot{E}_2$ créée par le flux $\dot{\Phi}_m$ dans le conducteur du rotor et qui est en retard

sur ce flux de 90°. Pour $r_2 = 0$, le courant $\dot{I}_2 = \overline{OC}$ dans le conducteur et respectivement le flux de dispersion se trouvent en quadrature avec la F.É.M. $\dot{E}_2$; $\dot{E}_{\sigma 2}$ est la F.É.M. de dispersion qui est en retard sur le flux $\dot{\Phi}_{\sigma 2}$ de 90°.

Nous voyons que la F.É.M. $\dot{E}_{\sigma 2}$ est opposée à la F.É.M. principale $\dot{E}_2$ mais, comme nous l'avons dit plus haut, elle est plus grande dans les parties inférieures du conducteur que dans les parties supérieures. Il en résulte que dans les parties inférieures les courants doivent être plus petits que dans celles supérieures ; autrement dit, un refoulement du courant vers les parties extérieures du conducteur se produit. La nature de la répartition de la densité de courant selon la hauteur du conducteur est déterminée par la courbe *1* de la fig. 23-14,*b*.

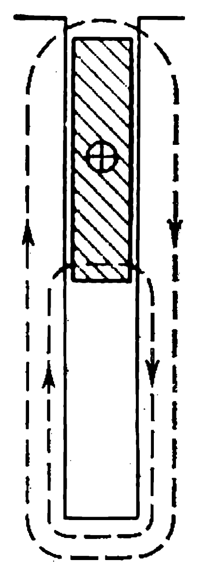


Fig. 23-15. Phénomène de refoulement du courant.

Le refoulement du courant a lieu dans les moteurs de différentes constructions. Mais pour la hauteur courante du conducteur qui est de l'ordre de 10 à 12 mm ceci est peu apparent. Inversement, dans les moteurs à encoches profondes, où la hauteur de la barre est de 20 à 50 mm, ce phénomène se manifeste très fortement et change notablement les paramètres du rotor.

Pour savoir dans quel sens ont lieu les variations de la résistance et de la réactance du rotor on peut imaginer que la partie inférieure du conducteur, par suite du refoulement du courant, est pour ainsi dire absente (fig. 23-15). Vu que la section du conducteur diminue, lors du refoulement du courant la résistance du rotor augmente. D'autre part, le centre du système de lignes du flux de dispersion d'encoches monte vers la partie extérieure du conducteur et le flux de dispersion pour le courant donné dans le conducteur diminue. Il en résulte qu'avec le refoulement du courant la réactance du rotor diminue par rapport à la réactance de la même encoche sans refoulement du courant, mais tout de même elle est du même ordre que la réactance du rotor d'un moteur d'exécution normale. Pour cette raison le moteur à encoches profondes absorbe un courant relativement faible pour un couple de démarrage relativement grand, c'est-à-dire qu'il présente de meilleures caractéristiques de démarrage qu'un moteur normal.

Au fur et à mesure que la vitesse du moteur augmente, la fréquence du courant dans le rotor diminue jusqu'aux valeurs qui correspondent au régime permanent, c'est-à-dire jusqu'à $f_2 = 1$ à 3 Hz. Le phénomène de refoulement du courant devient moins important et

le courant est réparti suivant la section du conducteur de façon de plus en plus uniforme (ligne en pointillé *2* sur la fig. 23-14,*b*). La résistance du rotor diminue graduellement et la réactance, rapportée à la fréquence du réseau, augmente. A la vitesse normale le moteur à encoches profondes est un moteur ordinaire à rotor en court-circuit et à résistance normale, présentant seulement une réactance un peu augmentée du rotor par suite du quoi le facteur de puissance et la capacité de surcharge du moteur deviennent un peu plus mauvais.

b) Résistance et réactance du rotor. Le refoulement du courant n'a lieu pratiquement que dans la partie du conducteur qui se trouve dans l'encoche et n'a pas lieu dans les parties frontales de l'enroulement. On peut donc exprimer la résistance r'_2 et la réactance x'_2 de la façon suivante:

$$r'_2 = k_r r'_{2e} + r'_{2f}; \tag{23-15}$$

$$x'_2 = k_x x'_{2e} + x'_{2f}, \tag{23-16}$$

où r'_{2e} est la résistance de la partie de l'enroulement rotorique qui se trouve dans l'encoche pour une répartition uniforme du courant suivant la section du conducteur;

k_r est le coefficient qui tient compte de l'accroissement de la résistance r'_{2e} par suite du refoulement du courant;

r'_{2f} est la résistance constante de la partie frontale de l'enroulement rotorique;

x'_{2e} et x'_{2f} sont les réactances de dispersion de la partie de l'enroulement rotorique qui se trouve dans l'encoche et de la partie frontale de l'enroulement pour une répartition uniforme du courant suivant la section du conducteur et pour la fréquence $f_2 = f_1$;

k_x est le coefficient qui tient compte de la diminution de la réactance x'_{2e} par suite du refoulement du courant.

L'analyse de cette question complexe montre que

$$k_r = \xi \frac{\operatorname{sh} 2\xi + \sin 2\xi}{\operatorname{ch} 2\xi - \cos 2\xi}, \tag{23-17}$$

$$k_x = \frac{3}{2\xi} \cdot \frac{\operatorname{sh} 2\xi - \sin 2\xi}{\operatorname{ch} 2\xi - \cos 2\xi}, \tag{23-18}$$

où

$$\xi = h \cdot \sqrt{\pi \mu_0 \frac{b_b}{b_e} \cdot \frac{f_2}{\rho}}, \tag{23-19}$$

où h est la hauteur de la barre;

b_b et b_e sont respectivement la largeur de la barre et de l'encoche;

f_2 est la fréquence du courant dans la barre et

ρ la résistivité du matériau dont est faite la barre.

La formule est écrite dans le système d'unités rationalisé.

En introduisant dans la formule (23-19) les dimensions de toutes les grandeurs qui y entrent, on peut montrer que la grandeur ξ n'a

pas de dimension. On s'est entendu de l'appeler hauteur ramenée du conducteur, car pour la fréquence donnée f_2 et le matériau donné du conducteur, ξ est proportionnelle à h.

Dans le système d'unités SI les dimensions linéaires sont exprimées en mètres, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$H/m et ρ est mesuré en ohms·m²/m. Pour les calculs pratiques on exprime les longueurs en centimètres et ρ en ohms·mm²/m et, si on introduit de plus $f_2 = f_1 g = 50g$ (Hz),

$$\xi = \frac{h}{100} \cdot \sqrt{\pi \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{b_b}{b_e} \cdot \frac{50g}{\rho \cdot 10^{-6}}} =$$

$$= \frac{2\pi \sqrt{5}}{100} \cdot h \sqrt{\frac{b_b}{b_e} \cdot \frac{g}{\rho}} = 0{,}14h \sqrt{\frac{b_b}{b_e} \cdot \frac{g}{\rho}} .$$

Si on utilise le cuivre comme conducteur, sa résistivité à la température d'environ 50 °C est $\rho = 0{,}02$ ohm par mm²/m. De plus, l'enroulement rotorique des moteurs à encoches profondes n'a pas d'isolation et ses conducteurs peuvent être placés dans les encoches de façon très dense ; dans ce cas $b_b = b_e$. Si h est mesuré en centimètres, on a :

$$\xi = h\sqrt{g},$$

c'est-à-dire pour $f = 50$ Hz et $g = 1$ la grandeur ξ est égale numériquement à la hauteur du conducteur en cuivre exprimée en centimètres.

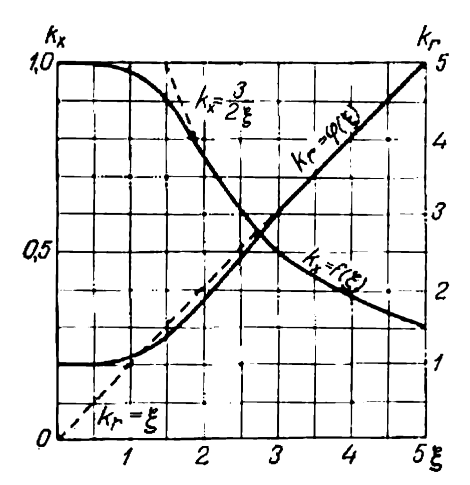


Fig. 23-16. Courbes des coefficients k_r et k_x en fonction de ξ.

Connaissant ξ on peut trouver les coefficients k_r et k_x d'après les formules (23-17) et (23-18).

Lorsque $\xi > 2$ on a sh $2\xi \approx$ ch 2ξ, sh 2ξ et ch 2ξ étant de beaucoup supérieurs à cos 2ξ et sin 2ξ. Pour cette raison lorsque $\xi > 2$

$$k_r = \xi, \tag{23-20}$$

$$k_x \approx \frac{3}{2\xi} . \tag{23-21}$$

Ces formules facilitent beaucoup la détermination des paramètres du rotor d'un moteur à encoches profondes et par conséquent l'analyse de son fonctionnement aux grands glissements et en particulier au démarrage vu que dans ces conditions on a toujours $\xi > 2$. En ce qui concerne la marche aux faibles glissements, depuis la marche à vide jusqu'aux valeurs du couple $C = C_{max}$, on peut adopter $k_r = k_x = 1$.

La fig. 23-16 donne les courbes de la relation $k_r = f(\xi)$ et $k_x = f(\xi)$ calculées d'après les formules précises (23-17) et (23-18).

c) Schéma équivalent d'un moteur à encoches profondes. Le schéma équivalent d'un moteur à encoches profondes diffère de celui d'un moteur ordinaire par ce que chacun des paramètres du circuit secondaire représente la somme des termes fixe et variable [formules

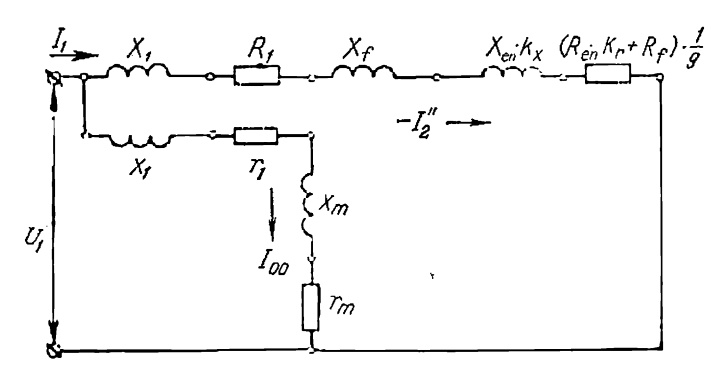


Fig. 23-17. Schéma équivalent corrigé d'un moteur à encoches profondes.

(23-15) et (23-16)]. Conformément à cela les chéma équivalent corrigé avec circuit magnétisant rapporté aux bornes d'un moteur à encoches profondes a la forme représentée sur la fig. 23-17, où

$$X_1 = x_1\sigma_1; \qquad X_e = x'_{2e}\sigma_1^2; \qquad X_f = x'_{2f}\sigma_1^2;$$
$$R_1 = r_1\sigma_1; \qquad R_e = r'_{2e}\sigma_1^2; \qquad R_f = r'_{2f}\sigma_1^2.$$

Le moteur représenté par le schéma équivalent de la fig. 23-17 est un moteur à paramètres variables, car k_r et k_x sont des fonctions du glissement g.

Exemple 23-3.

Calcul des paramètres du schéma équivalent d'un moteur asynchrone triphasé à encoches profondes.

Le stator et les paramètres du circuit magnétisant sont les mêmes que pour un moteur ordinaire à rotor en court-circuit (voir § 21-3).

Caractéristique du rotor : nombre d'encoches rotoriques $N_2 = 80$, $q_2 = 4{,}44$.

La forme de l'encoche selon la fig. 5-3,*a* : $h_1 = 40$ mm, $h_3 = 0{,}5$ mm, $h_4 = 0{,}8$ mm, $b_1 = 30$ mm, $b_2 = 1{,}5$ mm.

Les perméances de dispersion pour de faibles glissements

$$\lambda_{cb} = \frac{1}{3}\cdot\frac{40}{3} + \frac{0{,}5\cdot 2}{3+1{,}5} + \frac{0{,}8}{1{,}5} = 5{,}2 \quad \text{[formule (5-15a)]},$$

$$\lambda_{fb} = 1{,}14 \quad \text{[formule (18-25a)},$$

le coefficient k_{d2} d'après la fig. 18-7 pour $\beta = 1{,}0$ et $q_2 = 4{,}44$],

$$\lambda_{db} = 1{,}7.$$

La somme des perméances pour le régime de faibles glissements $g < 0{,}1$

$$\sum \lambda_b = 5{,}2 + 1{,}14 + 1{,}7 = 8{,}04.$$

La réactance inductive de dispersion du rotor rapportée à l'enroulement primaire du stator

$$x_2' = 2\pi\mu_0 f l \sum \lambda_b k = 2\pi \cdot 1{,}26 \cdot 10^{-8} \cdot 50 \cdot 33{,}4 \cdot 8{,}04 \cdot 5\,500 = 5{,}8 \text{ ohms.}$$

Pour de grands glissements ($g = 1{,}0$) et la hauteur de la barre h_1 égale à 4 cm :

$$k_x = 0{,}38,$$

$$\lambda_{eb}' = \frac{1}{3} \cdot \frac{40}{3} \cdot 0{,}38 + 0{,}22 + 0{,}53 = 2{,}44,$$

$$\sum \lambda_b = 2{,}44 + 1{,}14 + 1{,}7 = 5{,}28,$$

$$x_{2(g=1)}' = 5{,}8\,\frac{5{,}28}{8{,}04} = 3{,}8 \text{ ohms,} \quad X_2 = x_2' \sigma_1^2 = 3{,}8 \cdot 1{,}06 = 4{,}03 \text{ ohms.}$$

On choisit la même section de la barre du rotor que celle de la barre à cage en cuivre court-circuitée simple et de diamètre $d_b = 11{,}5$ mm :

$$q_b = \frac{\pi}{4} \cdot 11{,}5^2 = 103{,}5 \text{ mm}^2 = 2{,}6 \times 40 \text{ mm}^2.$$

La longueur de la barre avec portée de 30 mm de chaque côté

$$l_b = 364 + 2 \cdot 30 = 424 \text{ mm.}$$

Les canaux de ventilation radiaux $6 \times 10 = 60$ mm. En régime de faibles glissements :

$$r_b = \rho_{75°}\,\frac{l_b}{q_b} = 0{,}0217 \cdot \frac{0{,}424}{103{,}5} = 8{,}9 \cdot 10^{-5} \text{ ohm.}$$

La résistance des secteurs des anneaux de court-circuitage adjacents à la barre des deux côtés, le diamètre des anneaux étant de 475 mm et la section étant de $12{,}5 \times 50 = 625$ mm²,

$$l_{é.\,an} = 2\,\frac{\pi \cdot 475}{80} = 37{,}4 \text{ mm,} \qquad r_{é.\,an} = 0{,}0217\,\frac{0{,}0374}{625} = 13 \cdot 10^{-7} \text{ ohm.}$$

La résistance des deux secteurs de l'anneau rapportée à la résistance de la barre d'après la formule (18-24) :

$$r_{é.\,an}' = \frac{13 \cdot 10^{-7}}{0{,}055} = 2{,}36 \cdot 10^{-5} \text{ ohm.}$$

L'impédance du circuit secondaire rapportée au circuit statorique primaire

$$r_2' = (r_b + r_{é.\,an}')\,k = (8{,}9 + 2{,}36)\,10^{-5} \cdot 5\,500 = 0{,}62 \text{ ohm.}$$

En régime de grands glissements ($g > 0{,}5$) se produit le refoulement du courant dans les portions des barres se trouvant dans les encoches. Par exemple, le coefficient d'accroissement de la résistance ohmique pour $h_b = 4$ cm et $f_2 = 50$ Hz, $k_r = 0{,}4$.

Pour la longueur totale de la barre égale à 424 mm, 304 mm se trouvent dans le fer et 120 mm se trouvent hors du fer, de la même façon que les anneaux de court-circuitage. Pour cette raison

$$r_2' = \left[8{,}9\,\left(\frac{304 \cdot 4}{424} + \frac{120}{424}\right) + 2{,}36\right] \cdot 10^{-5} \cdot 5\,500 = 1{,}68 \text{ ohm.}$$

Les paramètres du circuit principal du schéma équivalent avec circuit de marche à vide rapporté aux bornes en régime de faibles glissements $g < 0,1$ (régimes de travail):

$$R_1 = 0,7 \text{ ohm}, \quad R_2 = 0,62 \cdot 1,06 = 0,656 \text{ ohm};$$

$$X_1 = 2,86 \text{ ohms}, \quad X_2 = 5,8 \cdot 1,06 = 6,15 \text{ ohms};$$

$$R_{cc} = 0,7 + 0,656 = 1,356 \text{ ohm};$$

$$X_{cc} = 2,86 + 6,15 = 9,01 \text{ ohms};$$

$$Z_{cc} = \sqrt{1,356^2 + 9,01^2} = 9,15 \text{ ohms};$$

$$\cos \varphi''_{cc} = \frac{1,356}{9,15} = 0,148;$$

$$I''_{cc} = \frac{1\,730}{9,15} = 189 \text{ A}, \quad \frac{I_{cc1}}{I_n} \approx \frac{I''_{cc}\sigma_1}{I_n} = \frac{189 \cdot 1,03}{60} = 3,15.$$

d) Diagrammes de courant d'un moteur à encoches profondes. Pour de faibles glissements, qui correspondent à la variation de g depuis la marche à vide jusqu'au couple maximal, $k_r \approx k_x \approx 1,0$. Pour la zone de charges normales le schéma équivalent de la

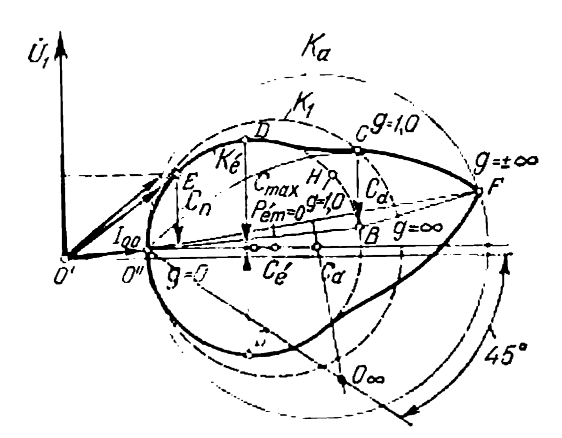


Fig. 23-18. Diagramme du courant d'un moteur à encoches profondes.

fig. 23-17, en se simplifiant, se transforme en schéma équivalent d'un moteur asynchrone ordinaire à paramètres fixes. Le diagramme de cercle $K_é$, qui correspond à la zone de fonctionnement indiquée, est représenté sur la fig. 23-18 avec le point B qui correspond conventionnellement au glissement $g = \pm\infty$.

Pour le glissement $g = \pm\infty$ la position réelle de la fin du vecteur de courant arrive sur le cercle K_a qui correspond au régime de fonctionnement de la machine comme moteur asynchrone à paramètres constants du circuit secondaire $x_2 = x_{2f}$ et $r_2 = r_{2f} + k_r r_{2e}$.

Pour de grands glissements ($g > g_m$) le moteur à encoches profondes représente une machine asynchrone à paramètres variables.

A chaque glissement correspond, pour ainsi dire, son diagramme de cercle et pour cette raison pour le point à glissement $g = 1,0$ qui nous intéresse on obtient un diagramme de cercle conventionnel K_1 représenté en pointillé sur la fig. 23-18.

Si on réunit le point D, qui correspond au couple maximal C_{max}, le point C à glissément $g = 1,0$ et le point F à glissement $g = \pm \infty$ par une certaine courbe douce, on obtient la courbe que décrit la fin du vecteur de courant lors de la variation de g. De la même façon on peut tracer la seconde moitié de la courbe qui correspond au régime générateur de la machine. Si on réunit le point O'' avec le point B par une droite, on obtient la ligne de puissance électromagnétique $P_{ém} = 0$ pour le cercle du courant $K_é$. La ligne de puissance électromagnétique pour la courbe de courant du secteur DCF passera un peu au-dessus du point B et dans le secteur final de droite elle coïncidera avec la droite réunissant les points B et F.

Une fois la ligne $P_{ém} = 0$ tracée, on obtient par la méthode habituelle les valeurs du couple maximal C_{max} et du couple de démarrage C_d.

Après avoir construit le cercle $K_é$ et trouvé le point conventionnel H à glissement $g = 1,0$ et le point B à glissement conventionnel $g = \pm \infty$, les échelles de g et du rendement η pour le régime de fonctionnement de la machine sont tracées de la même façon que pour un moteur asynchrone ordinaire.

Exemple 23-4.

Calcul des courants, des puissances et des couples d'un moteur asynchrone triphasé à encoches profondes.

La puissance mécanique totale

$$P_{méc} = P_2 + p_{méc} + p_{com} = 250 + 2,0 + 1,4 = 253,4 \text{ kW}.$$

Vu que le $\cos\varphi$ est plus petit, nous adoptons le courant rapporté du circuit principal, comme dans le cas d'un moteur à double cage d'écureuil, $I_2'' = 53$ A.

On trouve alors :

$$p_{c2} = 3 \cdot I_2''^2 \cdot R_2 = 3 \cdot 53^2 \cdot 0,656 \cdot 10^{-3} = 5,52 \text{ kW},$$

$$P_{ém} = P_{méc} + p_{c2} = 253,4 + 5,52 = 258,92 \text{ kW},$$

$$g_n = \frac{p_{c2}}{P_{ém}} = \frac{5,52}{258,92} = 0,0213,$$

$$\frac{R_2}{g_n} = \frac{0,656}{0,0213} = 30,8 \text{ ohms},$$

$$\cos\psi_2 = \frac{R_1 + \frac{R_2}{g_n}}{\sqrt{\left(R_1 + \frac{R_2}{g_n}\right)^2 + X_{cc}^2}} = \frac{0,7 + 30,8}{\sqrt{(0,7 + 30,8)^2 + 9,01^2}} = 0,965,$$

$$P_{\text{émn}} = \frac{3U_{1s}^2 \frac{R_2}{g_n}}{\left(R_1 + \frac{R_2}{g_n}\right)^2 + X_{cc}^2} = \frac{3 \cdot 1\,730^2 \cdot 30{,}8 \cdot 10^{-3}}{(0{,}7+30{,}8)^2 + 9{,}01^2} = 259 \text{ kW},$$

$$C_{\text{émn}} = \frac{P_{\text{émn}}}{2\pi \cdot n} = \frac{259 \cdot 10^3}{2\pi \cdot \frac{1\,000}{60}} = 2\,470 \text{ Nm},$$

d'après la formule (20-32)

$$C_m = \frac{3 \cdot 3 \cdot 1730^2}{2 \cdot 2\pi \cdot 50\,(0{,}7 + \sqrt{0{,}7^2 + 9{,}01^2})} = 4410 \text{ Nm},$$

$$\frac{C_m}{C_{\text{émn}}} = \frac{4410}{2470} = 1{,}78,$$

$$\sum p = (p_{\text{méc}} + p_{\text{com}}) + 3I_2''^2 R_{cc} + p_0 = 3{,}4 + 3 \cdot 53^2 \cdot 1{,}356 \cdot 10^{-3} + 11{,}68 = 26{,}6 \text{ kW};$$

$$\eta = \left(1 - \frac{26{,}6}{250 + 26{,}6}\right) 100 = 90{,}35\%.$$

Régime de démarrage pour $g = 1{,}0$; $k_r = 4$; $k_x = 0{,}38$:

$$R_1 = 0{,}7 \text{ ohm}, \quad R_2 = 1{,}78 \text{ ohm};$$

$$X_1 = 2{,}86 \text{ ohms}, \quad X_2 = 4{,}03 \text{ ohms};$$

$$R_{cc} = 0{,}7 + 1{,}78 = 2{,}48 \text{ ohms}, \quad X_{cc} = 2{,}86 + 4{,}03 = 6{,}89 \text{ ohms};$$

$$Z_{cc} = \sqrt{2{,}48^2 + 6{,}89^2} = 7{,}31 \text{ ohms},$$

$$\cos\varphi_{cc}'' = \frac{2{,}48}{7{,}31} = 0{,}339;$$

$$I_{cc}'' = \frac{1730}{7{,}31} = 236 \text{ A}, \quad I_{cc1}' = \frac{I_{cc}''\sigma_1}{I_n} = \frac{236 \cdot 1{,}03}{60} = 4{,}05;$$

$$C_d = \frac{3 \cdot 1730^2 \cdot 1{,}78}{100 \cdot \frac{\pi}{3} \cdot 53{,}2} = 2880 \text{ Nm}, \quad C_{\text{émn}} = \frac{253{,}4 \cdot 10^3}{2 \cdot \pi \cdot \frac{979{,}4}{60}} = 2465 \text{ Nm},$$

$$\frac{C_d}{C_{\text{émn}}} = \frac{2880}{2465} = 1{,}08.$$

Fonctionnement du moteur pour le glissement $g = 0{,}5$:

$$R_1 = 0{,}7 \text{ ohm}, \quad X_1 = 2{,}86 \text{ ohms}, \quad k_x = 0{,}53,$$

$$k_r = 2{,}84, \quad r_2' = 1{,}265 \text{ ohm}, \quad R_2 = 1{,}34 \text{ ohm}.$$

$$R_2/g = 2{,}68 \text{ ohms}, \quad \lambda_b = 5{,}94, \quad x_2' = 4{,}28 \text{ ohms},$$

$$X_2 = 4{,}55 \text{ ohms}, \quad R_d = 3{,}38 \text{ ohms}, \quad X_d = 7{,}41 \text{ ohms},$$

$$Z_d = 8{,}15 \text{ ohms}, \quad \cos\varphi_d'' = 0{,}415, \quad I_d'' = 212 \text{ A},$$

$$\frac{I_d''}{I_n} = 3{,}54, \quad C_d = 3140 \text{ Nm}, \quad \frac{C_d}{C_{\text{émn}}} = 1{,}27.$$

Fonctionnement du moteur pour le glissement $g=0,25$:

$$R_1=0,7 \text{ ohm}, \quad X_1=2,86 \text{ ohms}, \quad k_r=2,$$
$$k_x=0,75, \quad r_2'=0,965 \text{ ohm}, \quad R_2=1,025 \text{ ohm},$$
$$R_2/g=4,1 \text{ ohms}, \quad \lambda_b=6,93, \quad x_2'=5,0 \text{ ohms},$$
$$X_2=5,3 \text{ ohms}, \quad R_d=4,8 \text{ ohms}, \quad X_d=8,16 \text{ ohms},$$
$$Z_d=9,5 \text{ ohms}, \quad \cos\varphi_d''=0,505, \quad I_d''=182 \text{ A},$$
$$\frac{I_d''}{I_n}=3,13, \quad C_d=3940 \text{ Nm}, \quad \frac{C_d}{C_{\text{émn}}}=1,6.$$

Fonctionnement du moteur pour le glissement $g=2,0$:

$$k_r=5,63, \quad k_x=0,275, \quad r_2'=2,35 \text{ ohms},$$
$$R_2=2,49 \text{ ohms}, \quad R_2/g=1,245 \text{ ohm}, \quad \lambda_b=4,81,$$
$$x_2'=3,47 \text{ ohms}, \quad X_2=3,68 \text{ ohms}, \quad R_2=1,945 \text{ ohm},$$
$$X_d=6,54 \text{ ohms}, \quad Z_d=6,82 \text{ ohms}, \quad \cos\varphi_d''=0,285,$$
$$I_d''=254 \text{ A}, \quad I_d''/I_n=4,37, \quad C_d=2300 \text{ Nm},$$
$$\frac{C_d}{C_n}=0,93.$$

Régime de fonctionnement pour $g=\pm\infty$:

$$r_2'=0, \quad \lambda_b=3,59, \quad x_2'=2,6 \text{ ohms},$$
$$x_1=2,86 \text{ ohms}, \quad x_{cc}=5,46 \text{ ohms}, \quad r_1=0,7 \text{ ohm},$$
$$z_{cc}=5,51 \text{ ohms}, \quad \cos\varphi_d''=0,127, \quad I_d''=314 \text{ A}.$$

Après les calculs faits on obtient les données suivantes pour différents glissements d'un moteur à encoches profondes (tableau 23-3) :

Tableau 23-3

Valeurs des courants et des couples pour différents glissements d'un moteur à encoches profondes

g	0,0206	0,25	0,5	1,0	2,0
I_d''	53	182	201	236	254
$\cos\varphi_d''$	0,965	0,605	0,392	0,339	0,182
$C_d/C_{\text{émn}}$	1,0	1,6	1,27	1,08	0,93

23-3. Comparaison d'un moteur à deux cages avec un moteur à encoches profondes

Le tableau 23-4 donne les valeurs des couples moteurs C/C_n et des courants primaires I_1/I_n pour différents glissements d'un moteur ordinaire à rotor en court-circuit (*CC*), d'un moteur à encoches profondes (*EP*) et d'un moteur à double cage d'écureuil (*DC*)

Tableau 23-4

Valeurs des courants et des couples d'un moteur asynchrone de 250 kW, 3000 V $2p=6$ à différentes exécutions de l'enroulement rotorique et à différents glissements

g	I_1/I_n			C/C_n		
	CC	DC	EP	CC	DC	EP
$g_{C_{max}}$	4,04	2,63	2,13	2,63	2,0	1,86
0,25	5,03	3,4	2,86	2,24	1,5	1,67
0,5	5,61	3,67	3,55	1,4	1,18	1,48
1,0	5,8	4,12	3,81	0,8	1,13	1,24
2,0	5,9	4,52	4,12	0,37	1,065	1,0

calculés dans les exemples précédents et ayant les mêmes dimensions et la même vitesse de rotation.

Dans un moteur à deux cages, c'est surtout l'enroulement supérieur qui travaille au démarrage. Pour éviter son échauffement excessif on est obligé d'augmenter sa section en fabriquant cet enroulement en matériau de résistivité augmentée. Au démarrage d'un moteur à encoches profondes, seule la partie supérieure du conducteur du rotor est parcourue par le courant mais puisque, vu la haute conductibilité du cuivre, tout le conducteur travaille du point de vue thermique, la densité moyenne du courant au démarrage, lorsque l'enroulement est en cuivre rouge, n'est pas excessive. Il en résulte que dans un moteur à deux cages le cuivre rotorique est moins bien utilisé et pour cette raison il est plus cher qu'un moteur à encoches profondes.

Le moteur à deux cages présente l'avantage de permettre un large choix des conditions de démarrage en sélectionnant les résistances r_d, r_t et la réactance x_{td}. Dans un moteur à deux cages on peut obtenir n'importe quelle position du point de court-circuit dans les limites de l'aire du diagramme de cercle K_a d'un moteur normal (fig. 23-9), c'est-à-dire qu'on peut fabriquer un moteur à couple de démarrage requis et à rapport voulu du courant de démarrage au courant nominal en conservant le même cercle $K_б$ et ses caractéristiques. En ce qui concerne le moteur à encoches profondes, ses possibilités sont plus limitées, car dans ce cas le point de court-circuit peut se déplacer seulement suivant le cercle conventionnel K_1 (fig. 23-18).

Le moteur à deux cages, à la différence du moteur à encoches profondes, permet d'augmenter considérablement le couple de démarrage (de 2,5 à 3 fois supérieur au couple nominal) avec une certaine diminution du diamètre du cercle de travail $K_б$. Par conséquent,

la caractéristique du moteur commence à se rapprocher de la caractéristique d'un moteur à courant continu à excitation série. La fig. 23-19 donne les caractéristiques du couple et du courant de démarrage d'un moteur à rotor en court-circuit, d'un moteur à deux cages ayant un grand couple de démarrage et d'un moteur à encoches

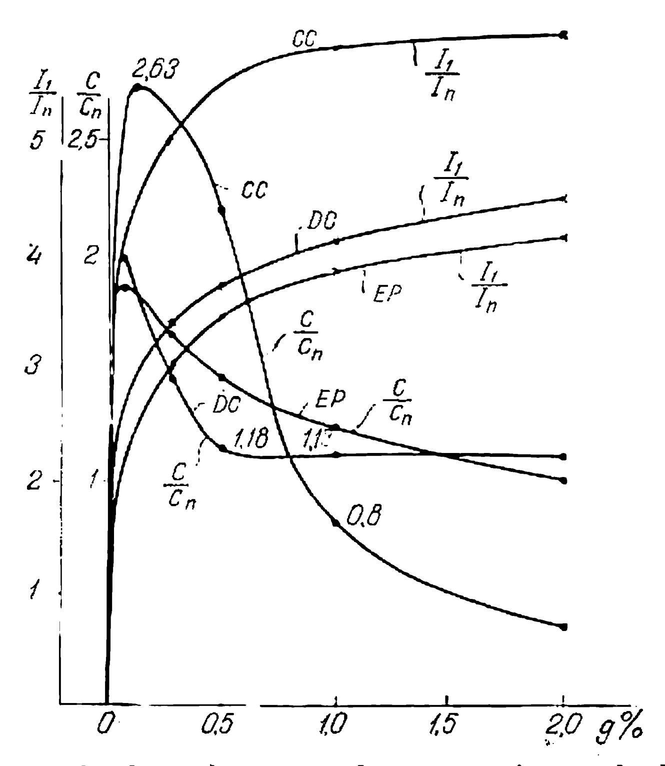


Fig. 23-19. Courbes du couple moteur et du courant en fonction du glissement pour un moteur à double cage (*DC*), un moteur à encoches profondes (*EP*) et un moteur ordinaire à rotor en court-circuit (*CC*).

profondes en fonction du glissement g. Les propriétés indiquées d'un moteur à deux cages permettent de les utiliser dans certains cas spéciaux lorsqu'on a besoin d'une telle caractéristique mécanique, par exemple pour les moteurs des ponts roulants, des élévateurs, des treuils, des centrifugeuses, etc.

La construction des cercles K_6 des moteurs à deux cages et à encoches profondes se fait d'après les essais à vide et en court-circuit; le dernier essai, afin d'éviter l'influence du phénomène de refoulement du courant, se fait, comme l'a proposé B. Kouznetsov, à la fréquence $f_n = 5$ à 10 Hz. Pour construire le point du court-circuit conventionnel H (fig. 23-18) qui correspond au cercle de

travail, il faut exprimer la réactance de court-circuit X_{cc} par la fréquence nominale f_1:

$$X_{cc} = \frac{f_1}{f_n} X_{ccn}.$$

Lorsqu'on a trouvé le point H, la construction du cercle de fonctionnement se fait de façon courante.

L'essai en court-circuit, fait à la fréquence nominale f_1, permet de trouver le point réel du court-circuit du diagramme de courant (fig. 23-18).

23-4. Calcul des caractéristiques de démarrage d'un moteur synchrone à pôles saillants et à système d'amortissement

Le moteur synchrone à système d'amortissement démarrant en asynchrone est en principe analogue à une machine asynchrone avec cependant quelques particularités. Examinons-les en calculant les caractéristiques de démarrage pour différents glissements d'un moteur synchrone triphasé à pôles saillants ($P = 225$ kW, $2p = 6$) ayant un puissant système d'amortissement en barres de laiton avec anneaux de court-circuitage en cuivre. Les principaux paramètres du moteur ont été déterminés dans l'exemple 13-1.

La résistance ohmique d'une barre en laiton de l'enroulement d'amortissement comportant six barres par pôle, chacune de longueur $l_b = 480$ mm et de diamètre $d_b = 14$ mm, avec deux secteurs adjacents de l'anneau de court-circuitage en cuivre à diamètre $D_{é.an} = 505$ mm et à section $q_{é.an} = 14 \times 20 = 280$ mm^2,

$$r_{kd} = r_b + 2r_{é.an} = \rho_{al75} \cdot \frac{l_b}{q_b} + 2\rho_{c75} \cdot \frac{l_{é.an}}{q_{é.an} \cdot 2\sin^2 \frac{\pi p}{Z_2}} =$$

$$= 0{,}087 \cdot \frac{0{,}48}{153} + 2 \cdot 0{,}0217 \cdot \frac{0{,}041}{280} \cdot 7{,}42 =$$

$$= 0{,}000273 + 0{,}0000505 = 0{,}000324 \text{ ohm}.$$

La résistance ohmique de l'enroulement d'amortissement rapportée au système statorique d'après la formule (18-23) est:

$$r'_{kd} = r_{kd} \cdot \frac{4m (w_1 k_{b1})^2}{Z_2} = 0{,}000324 \cdot \frac{4 \cdot 3 \cdot 36\,500}{36} = 3{,}93 \text{ ohms},$$

$$r'_{kq} \approx 0{,}75 r'_{kd} = 0{,}75 \cdot 3{,}93 = 2{,}95 \text{ ohms},$$

$$r_{kd} = \frac{3{,}93}{29{,}1} = 0{,}132, \qquad \underline{r}_{kq} = \frac{2{,}95}{29{,}1} = 0{,}102.$$

Les schémas équivalents complets d'un moteur synchrone à pôles saillants pour l'axe d et l'axe q sont représentés sur la fig. 23-20.

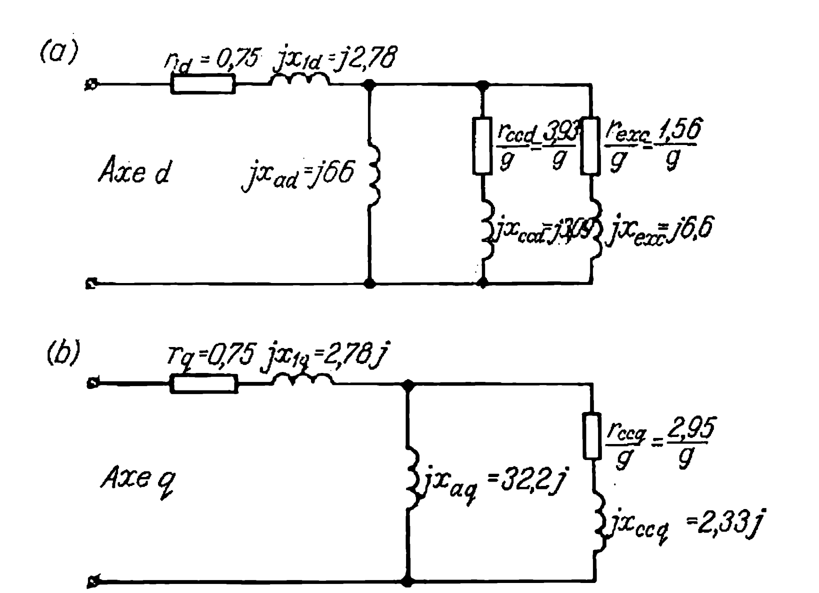


Fig. 23-20. Schémas équivalents longitudinal (*a*) et transversal (*b*) d'un moteur synchrone.

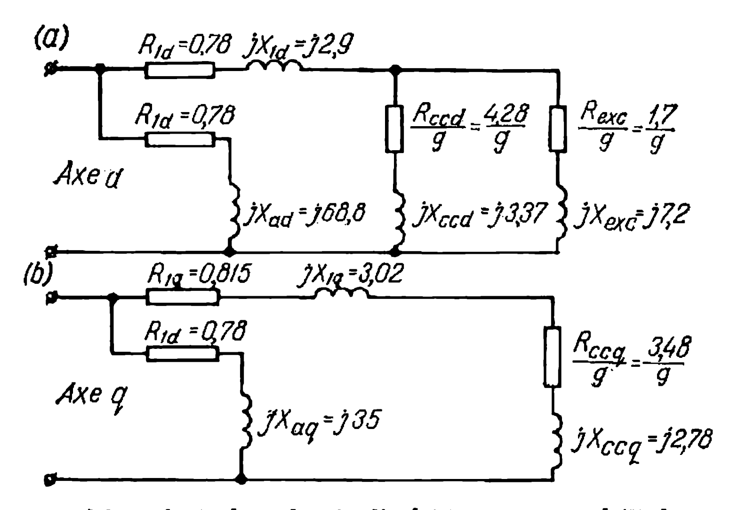


Fig. 23-21. Schémas équivalents longitudinal (*a*) et transversal (*b*) d'un moteur synchrone avec circuits magnétisants rapportés aux bornes.

Les schémas équivalents complets peuvent être transformés en schémas équivalents à circuits magnétisants rapportés aux bornes suivant les deux axes d et q.

Les paramètres des schémas équivalents à circuits magnétisants rapportés aux bornes (fig. 23-21) seront :

$$\sigma_{1d}=1+\frac{2,78}{66}=1,042, \qquad \sigma_{1q}=1+\frac{2,78}{32,2}=1,086,$$

$$\sigma_{1d}^2=1,042^2=1,09, \qquad \sigma_{1q}^2=1,086^2=1,18;$$

$$jX_{ad}=j(2,78+66)=j68,8, \qquad jX_{aq}=j(2,78+32,2)=j35;$$

$$R_{1d}=0,75\cdot1,042=0,78, \qquad R_{1q}=0,75\cdot1,086=0,815;$$

$$jX_{1d}=j2,78\cdot1,042=j2,9, \qquad jX_{1q}=j2,78\cdot1,086=j3,08,$$

$$jX_{kd}=j3,09\cdot1,09=j3,37;$$

$$R_{ccq}=2,95\cdot1,18=3,48, \qquad R_{exc}=1,56\cdot1,09=1,7;$$

$$jX_{ccq}=j2,33\cdot1,18=j2,78; \qquad jX_{exc}=7,2;$$

$$R_1=\frac{R_{1d}+R_{1q}}{2}=\frac{0,78+0,815}{2}=0,8;$$

$$R_{ccd}=3,93\cdot1,09=4,28.$$

Les paramètres des circuits principaux suivant les axes d et q à circuits magnétisants rapportés aux bornes seront :

$$\dot{Z}_d=\dot{Z}_{1d}+\dot{Z}_{2d}=(R_{1d}+jX_{1d})+\frac{\left(\frac{R_{ccd}}{g}+jX_{ccd}\right)\left(\frac{R_{exc}}{g}+jX_{exc}\right)}{\left(\frac{R_{ccd}}{g}+jX_{ccd}\right)+\left(\frac{R_{exc}}{g}+jX_{exc}\right)};$$

$$\dot{Z}_q=\dot{Z}_{1q}+\dot{Z}_{2q}=(R_{1q}+jX_{1q})+\left(\frac{R_{ccq}}{g}+jX_{ccq}\right).$$

L'impédance équivalente de la partie ramifiée du schéma à circuit magnétisant rapporté aux bornes peut être exprimée de la façon suivante :

$$\dot{Z}_{2d}=\frac{\frac{1}{g}R_{ccd}R_{exc}(R_{ccd}+R_{exc})+(R_{ccd}X_{exc}^2+R_{exc}X_{ccd}^2)\,g}{(R_{ccd}+R_{exc})^2+(X_{ccd}+X_{exc})^2g^2}+$$

$$+j\frac{R_{ccd}^2X_{exc}+R_{exc}^2X_{ccd}+(X_{ccd}X_{exc})(X_{ccd}+X_{exc})\,g^2}{(R_{ccd}+R_{exc})^2+(X_{ccd}+X_{exc})^2\cdot g^2}.$$

Les courants du circuit principal suivant les axes d et q sont déterminés par les expressions :

$$\dot{I}_d=\frac{\dot{U}}{2}\frac{1}{\dot{Z}_d}; \qquad \dot{I}_q=\frac{\dot{U}}{2}\frac{1}{\dot{Z}_q}.$$

Pour des glissements autres que $g=0{,}5$, le courant direct est proportionnel à la demi-somme des courants suivant l'axe d et l'axe q:

$$\dot I_1=\frac{1}{2}(\dot I_d+\dot I_q)=\frac{\dot U}{2}\left(\frac{1}{\dot Z_d}+\frac{1}{\dot Z_q}\right)=I_a+jI_r,$$

le courant inverse est proportionnel à la demi-différence des courants suivant l'axe d et l'axe q:

$$\dot I_2=\frac{1}{2}(\dot I_d-\dot I_q)=\frac{\dot U}{2}\left(\frac{1}{\dot Z_d}-\frac{1}{\dot Z_q}\right)=I_a-jI_r.$$

Pour un glissement égal à 0,5, le courant direct est inversement proportionnel à la demi-somme des impédances $\dot Z_d$ et $\dot Z_q$:

$$\dot I_{1(g=0,5)}=\dot U\left(\frac{2}{\dot Z_d+\dot Z_q}\right)=I_a+jI_r.$$

Le couple résultant principal est proportionnel à la composante active du courant direct I_a moins les pertes dues au courant résultant direct I_a dans la résistance primaire R_1. Pour tenir compte des pertes dues au courant inverse dans la résistance primaire cette dernière est multipliée par $(1-2g)$; pour cette raison pour un glissement $1<g<0{,}5$, ces pertes s'ajoutent aux pertes dues au courant direct et pour $0{,}5<g<0$ ces pertes sont retranchées des pertes dues au courant direct.

De cette façon, le couple de démarrage résultant d'un moteur synchrone est proportionnel à:

$$C_d\equiv P_d=3U_{ph}I_a-3I_1^2r_1-3I_2^2r_1(1-2g).$$

Le courant résultant direct suivant l'axe d du circuit principal et du circuit dérivé est:

$$I=\sqrt{I_a^2+\left(I_r+\frac{U}{x_{ad}}\right)^2}.$$

Ces formules permettent de calculer les couples et les courants pour différents glissements.

Glissement $g=1{,}0$, $1-2g=-1$:

$$\dot Z_{2d}=\frac{4{,}28\cdot1{,}7^2(4{,}28+1{,}7)+4{,}28\cdot7{,}2^2+1{,}7\cdot3{,}37^2}{(4{,}28+1{,}7)^2+(3{,}37+7{,}2)^2}+$$

$$+j\frac{4{,}28^2\cdot7{,}2+1{,}7^2\cdot3{,}37+3{,}37\cdot7{,}2\cdot(3{,}37+7{,}2)}{(4{,}28+1{,}7)^2+(3{,}37+7{,}2)^2}=$$

$$=\frac{43{,}5+222+19{,}2}{35{,}7+111{,}5}+j\frac{132+9{,}75+2{,}56}{35{,}7+111{,}5}=1{,}8+j2{,}52;$$

$$\dot Z_d=(0{,}78+j2{,}9)+(1{,}8+j2{,}52)=2{,}58+j5{,}42;$$

$$Z_q = (0{,}815 + j3{,}02) + (3{,}48 + j2{,}78) = 4{,}3 + j5{,}8;$$

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{U}}{2}\left(\frac{1}{\dot{Z}_d} + \frac{1}{\dot{Z}_q}\right) = \frac{1730}{2}\left(\frac{1}{2{,}58 + j5{,}42} + \frac{1}{4{,}3 + j5{,}8}\right) = 134 - j225;$$

$$I_1 = \sqrt{134^2 + 225^2} = 262 \text{ A},$$

$$\dot{I}_2 = \frac{\dot{U}}{2}\left(\frac{1}{\dot{Z}_d} - \frac{1}{\dot{Z}_q}\right) = \frac{1730}{2}\left(\frac{-17 - j74}{1890}\right) = -7{,}7 - j34;$$

$$I_2 = \sqrt{7{,}7^2 + 34^2} = 34{,}8 \text{ A};$$

$$P_d = (3 \cdot 1730 \cdot 134 - 3 \cdot 262^2 \cdot 0{,}78 + 3 \cdot 34^2 \cdot 0{,}78) \times$$
$$\times 10^{-3} = 695 - 163 + 2{,}84 = 534{,}9 \text{ kW}.$$

Le rapport du couple de démarrage au couple nominal est:

$$k_C = \frac{C_d}{C_n} = \frac{P_d}{P_n} = \frac{534{,}9}{225} = 2{,}37.$$

Le courant de démarrage de phase vaut:

$$I_d = \sqrt{134^2 + \left(225 + \frac{1730}{68{,}8}\right)^2} = \sqrt{134^2 + (225 + 25{,}2)^2} = 300 \text{ A}.$$

Le rapport du courant de démarrage au courant nominal est:

$$k_i = \frac{300}{59{,}5} = 5{,}05;$$

$$\cos\varphi = \frac{I_a}{I_d} = \frac{134}{300} = 0{,}446.$$

De façon analogue on fait le calcul pour les autres valeurs du glissement.

Les données obtenues pour les régimes de démarrage d'un moteur synchrone pour différents glissements sont indiquées dans le tableau 23-5.

Tableau 23-5

Caractéristiques de démarrage d'un moteur synchrone pour différents glissements

g	I_d, A	I_2, A	P_d, kW	k_C	k_i	cos φ
1,0	300	34,8	534,9	2,37	5,05	0;446
0,5	203	0	654,0	2,90	4,00	0,615
0,25	137	42,2	528,1	2,34	2,57	0,720
0,10	82	35,6	384,7	1,71	1,60	0,805
0,06	53,2	36,8	258,4	1,15	1,08	0,800

Chapitre

XXIV

RÉGLAGE DE LA VITESSE DE ROTATION DES MOTEURS ASYNCHRONES TRIPHASÉS

24-1. Modes de réglage de la vitesse

Le problème du réglage de la vitesse des moteurs électriques en général et des moteurs asynchrones en particulier est un problème très important.

Dans plusieurs branches de l'industrie, les exigences vis-à-vis des caractéristiques de réglage des moteurs sont très serrées en ce qui concerne les limites et la progressivité du réglage ainsi que son indice économique. Les caractéristiques de réglage des moteurs asynchrones sont inférieures à celles des moteurs à courant continu et ceci d'autant plus que les limites de réglage sont plus larges.

Beaucoup a été fait pour améliorer les caractéristiques de réglage des moteurs asynchrones mais jusqu'à présent ceux-ci ne peuvent pas remplacer les moteurs à courant continu dans les installations aux exigences serrées du point de vue des propriétés de réglage du moteur.

On distingue les méthodes de réglage où on agit sur le moteur: 1) côté stator et 2) côté rotor.

Parmi les premières méthodes il faut remarquer:

a) changement de la tension appliquée au moteur,

b) changement du nombre de paires de pôles et

c) changement de la fréquence du réseau.

En agissant sur le moteur côté rotor on peut régler la vitesse:

a) en faisant varier la résistance dans le circuit rotorique et

b) en introduisant dans le circuit rotorique une F.É.M. complémentaire de même fréquence que la F.É.M. principale du rotor.

Pour réaliser le dernier mode de réglage de la vitesse il faut disposer d'une ou de plusieurs machines complémentaires. Le groupe comprenant un moteur asynchrone à régler et une ou plusieurs machines électriques complémentaires réunies avec celui-ci électriquement ou mécaniquement est appelé cascade. Généralement on utilise comme machines complémentaires des machines à collecteur. Pour cette raison les cascades, sauf celle comprenant deux moteurs asynchrones sans collecteur, sont examinées dans le chapitre XXXI.

Le réglage de la vitesse de rotation des moteurs asynchrones par variation de la tension primaire a une importance secondaire car

il ne permet pas d'assurer le réglage dans de larges limites et puis il n'est pas économique. C'est pourquoi cette méthode de réglage de la vitesse n'est pas examinée dans ce chapitre et l'influence de la variation de la tension sur la vitesse du moteur est indiquée dans le chapitre XXVI.

Pour régler la vitesse on a aussi proposé des moteurs spéciaux, par exemple à double rotor et autres.

24-2. Réglage de la vitesse de rotation des moteurs par changement du nombre de pôles

La vitesse de synchronisme est déterminée par la relation:

$$n_1 = \frac{f_1}{p} . \tag{24-1}$$

Si la fréquence f_1 est donnée, en faisant varier p, la vitesse de synchronisme n_1 variera et par conséquent la vitesse de rotation n changera également. Cependant le réglage de la vitesse n'est pas progressif mais par à-coups. Le plus souvent il se fait à deux échelons avec un rapport de vitesse 2: 1. De tels moteurs sont appelés moteurs à deux vitesses. A l'heure actuelle les usines soviétiques livrent des moteurs à deux, trois ou quatre vitesses.

La commutation du nombre de paires de pôles du stator peut être assurée de la façon suivante:

a) monter dans le stator un seul enroulement et changer le nombre de paires de pôles par commutation correspondante des parties de cet enroulement;

b) monter dans le stator deux enroulements indépendant l'un de l'autre;

c) monter dans le stator deux enroulements indépendants avec commutation du nombre de pôles de chacun d'eux.

Les moteurs à deux vitesses sont généralement fabriqués avec un seul enroulement statorique; la commutation du nombre de pôles est dans le rapport 1 : 2. Les moteurs à trois et à quatre vitesses sont fabriqués avec deux enroulements statoriques et l'un ou les deux enroulements sont prévus pour le changement du nombre de pôles. Par exemple, lorsqu'on veut obtenir un moteur à quatre vitesses de synchronisme: 1500, 1000, 750 et 500 tours par minute, on peut placer dans le stator deux enroulements dont l'un donne les nombres de paires de pôles $p = 2$ et $p = 4$ et l'autre enroulement donne les nombres de paires de pôles $p = 3$ et $p = 6$.

Si le moteur est à rotor bobiné, il faut changer le nombre de paires de pôles simultanément dans le stator et dans le rotor, ce qui rend la construction du rotor compliquée. Pour cette raison les moteurs à changement du nombre de paires de pôles ont généralement un rotor en court-circuit avec enroulement en cage d'écureuil. De tels rotors peuvent fonctionner sans aucune commutation pour différents

nombres de pôles du stator. Nous n'envisagerons que les moteurs de ce type.

Il existe plusieurs méthodes pour modifier le nombre de paires de pôles de l'enroulement. Le plus souvent on utilise la méthode de commutation par changement du sens du courant dans les différentes moitiés de chaque enroulement de phase ou dans chaque demi-enroulement. Les schémas de principe de la commutation des demi-enroulements pour changer le nombre de paires de pôles dans le rapport 2 : 1 sont indiqués

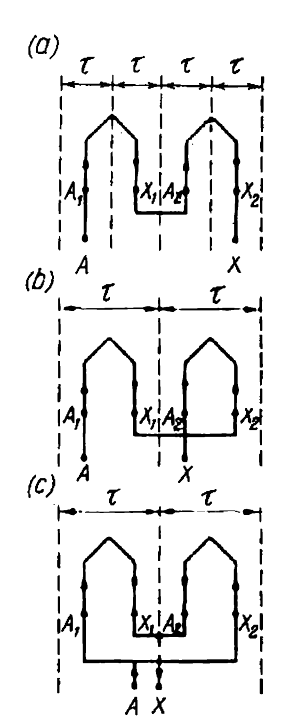


Fig. 24-1. Schémas de principe de commutation du nombre de pôles.

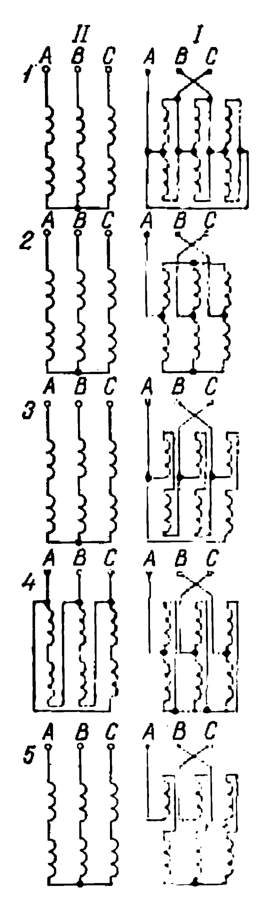


Fig. 24-2. Schéma de commutation du nombre de pôles.

sur la fig. 24-1,*a*, *b* et *c*. Les commutations sur la fig. 24-1,*a* et *b* sont appelées commutations série et la commutation indiquée sur la fig. 24-1,*c* est appelée parallèle.

De plus, les enroulements de phase peuvent être commutés de l'étoile en triangle et inversement. De cette façon, dans le cas général, en commutant les pôles, toutes les caractéristiques de l'enroulement changent et l'induction dans l'entrefer change en rapport.

On sait que

$$E = \pi \sqrt{2}\, f w k_b \Phi_m.$$

Si l'induction est répartie dans l'entrefer de façon sinusoïdale, on a :

$$\Phi_m = \frac{2}{\pi} B_m \tau l = B_m \frac{D_i}{p} l,$$

où B_m est l'induction maximale dans l'entrefer;
D_i est le diamètre de l'alésage du stator;
p est le nombre de paires de pôles.

Entendons-nous de désigner les grandeurs qui correspondent au nombre de pôles plus petit par I et celles qui correspondent au nombre de pôles double par II. En omettant le signe m pour l'induction, on obtient :

$$\frac{E_{\text{I}}}{E_{\text{II}}} = \frac{w_{\text{I}} k_{b\text{I}} B_{\text{I}} p_{\text{II}}}{w_{\text{II}} k_{b\text{II}} B_{\text{II}} p_{\text{I}}}. \tag{24-2}$$

Dans les relations (24-2) et (24-3) il faut entendre par w le nombre de spires d'une branche parallèle de la phase. La tension aux bornes U_1 étant invariable, si on néglige la chute de tension dans l'enroulement, $E = \frac{U_1}{\sqrt{3}}$ lors de la connexion en étoile et $E = U_1$ lors de la connexion en triangle.

En modifiant le mode de connexion des demi-enroulements et le mode de connexion des enroulements de phase, on peut réaliser la variation du rapport $\frac{B_{\text{II}}}{B_{\text{I}}}$ dans des limites assez larges. La fig. 24-2 donne les cinq schémas les plus répandus de commutation de l'enroulement statorique. Lorsqu'on passe d'un grand nombre de paires de pôles à un nombre de paires de pôles plus petit, il faut commuter les sorties des enroulements de phase de façon à conserver le même sens de rotation du moteur. Les rapports $\frac{B_{\text{II}}}{B_{\text{I}}}$ que l'on obtient pour les connexions de la fig. 24-2 sont indiqués dans le tableau 24-1. Pour simplifier les choses nous admettrons que $k_{b\text{I}} = k_{b\text{II}}$.

La valeur du rapport $\frac{B_{\text{II}}}{B_{\text{I}}}$ est liée à la valeur du rapport des couples $\frac{C_{\text{II}}}{C_{\text{I}}}$ développés par le moteur lorsqu'il marche à double nombre de paires de pôles et à simple nombre de paires de pôles. En effet, on peut exprimer le couple moteur par la formule :

$$C = \frac{1}{\sqrt{2}} m_1 w k_b p \Phi_m I_2' \cos \psi_2, \tag{24-3}$$

que l'on peut obtenir des relations (20-18) et (20-24) si l'on substitue :

$$I_2' \frac{r_2}{g} = E_2' = E_1 = \sqrt{2}\, \pi f w k_b \Phi_m$$

et on tient compte de l'égalité (24-1). En admettant toujours que $k_{bI} = k_{bII}$ et en négligeant la différence entre $\cos\psi_{2II}$ et $\cos\psi_{2I}$, on obtient:

$$\frac{C_{II}}{C_I} = \frac{w_{II}I'_{2II}p_{II}\Phi_{II}}{w_I I'_{2I}p_I\Phi_I}.$$

Mais

$$p_{II}\Phi_{II} = p_{II}B_{II}\frac{D_i}{p_{II}}l = B_{II}D_i l$$

et

$$p_I\Phi_I = B_I D_i l.$$

De plus, on peut admettre que

$$w_{II}I'_{2II} \approx w_I I'_{2I}.$$

En effet, vu que le nombre de phases du stator et le diamètre de son alésage ne dépendent pas du nombre de pôles, chacun des produits $w_{II}I'_{2II}$ et $w_I I'_{2I}$ est approximativement proportionnel à la charge linéaire que nous pouvons considérer comme une grandeur donnée liée à l'échauffement admissible du moteur. De cette façon, pour les charges maximales admissibles du point de vue d'échauffement

$$\frac{C_{II}}{C_I} \approx \frac{B_{II}}{B_I}. \qquad (24\text{-}4)$$

Dans certains cas, le couple résistant de la machine entraînée ne dépend pas de la vitesse de rotation. Dans ce cas, le moteur doit développer pour les deux vitesses les mêmes couples moteurs, c'est-à-dire $C_{II} = C_I$. On dit alors que le moteur est à couple constant. Selon la formule (24-4) nous devons avoir $B_{II} = B_I$. D'après le tableau 24-1 on voit que les schémas *2* et *3* conviennent à cette fin.

Si le moteur à changement du nombre de pôles est prévu comme moteur à puissance constante, on a $\frac{C_{II}}{C_I} = \frac{B_{II}}{B_I} = 2$. A cette fin conviennent les schémas *4* et *5* du tableau 24-1.

Inversement, le schéma *1* correspond à la valeur minimale du rapport des couples et peut être utilisé pour la commande des ventilateurs.

Lors de la construction des moteurs à changement du nombre de pôles il faut veiller particulièrement à ce que les courbes des F.M.M. pour les deux nombres de pôles soient aussi proches que possible d'une sinusoïde. Pour cela il faut choisir convenablement le type d'enroulement et son genre d'exécution, en particulier le raccourcissement du pas.

Un enroulement triphasé à zone de phase de 60° donne la meilleure forme de la courbe de F.M.M. au cas où le pas diffère du pas total d'un sixième du pas polaire, c'est-à-dire pour un pas relatif $\beta = \frac{5}{6} = 0,833$ ou $\beta = 1\frac{1}{6} = 1,167$, et un enroulement à zone de

Tableau 24-1

Rapport des inductions dans les enroulements avec commutation du nombre de paires de pôles

Nos des schémas	Nombre double de pôles (2×2p). Désignation *II*, fig. 24-2		Nombre simple de pôles (2p). Désignation *I*, fig. 24-2		Rapport $\frac{B_{II}}{B_I}$
	Connexion des demi-enroulements	Connexion des phases	Connexion des demi-enroulements	Connexion des phases	
1	Série	Y	Parallèle	△	0,58
2	Idem	Y ou △	Idem	YY ou △	1,00
3	Parallèle ou série	Y	Comme pour le nombre double de pôles	△	1,16
4	Série	△	Parallèle	YY	1,73
5	Série ou parallèle	Y ou △	Comme pour le nombre double de pôles	Y ou △	2

phase de 120°, à pas total ($\beta = 1$). Les enroulements avec changement du nombre de pôles pour un nombre de paires de pôles plus petit (p_I) ont une zone de phase de 60°. En augmentant le nombre de paires de pôles de deux fois (p_{II}), la largeur de la zone de phase deviendra égale à 120° car le nombre de sections dans le groupe de phases ne change pas et le pas polaire diminue de deux fois. Cela étant, les meilleurs résultats concernant la forme de la courbe de F.M.M. sont obtenus pour un nombre de paires de pôles plus grand (p_{II}) si on prend $\beta_{II} > 1{,}0$, par exemple $\beta_{II} = 1{,}4$; pour un nombre de paires de pôles plus petit (p_I) on aura $\beta_I < 1$, par exemple $\beta_I = 0{,}7$.

Les principales données techniques des moteurs asynchrones triphasés à deux vitesses à rotor en court-circuit de la série MA-200, de 1500/750 tr/mn à 380 V sont données dans le tableau 24-2. On y remarquera que les moteurs à deux nombres de paires de pôles développent une puissance constante et que le rendement de ces moteurs est un peu supérieur pour des vitesses inférieures, mais par contre le cos φ est alors beaucoup plus petit qu'avec des vitesses plus grandes. Les autres caractéristiques diffèrent peu.

Données des moteurs à deux vitesses

kW	tr/mn	g, %	η, %	cos φ	$\frac{I_d}{I_n}$	$\frac{C_d}{C_n}$	$\frac{C_{max}}{C_n}$
4	750	2,4	80,5	0,778	4,2	1,3	2,0
4,5	1500	3,1	79,0	0,92	4,6	1,4	1,9
10,8	750	2,6	83,5	0,79	5,0	1,5	2,3
10,8	1500	3,1	82,5	0,935	5,5	1,5	2,2
46	750	1,4	90,0	0,825	6,4	1,5	2,8
46	1500	2,1	88,5	0,935	5,3	1,0	2,3

Les moteurs à changement du nombre de paires de pôles sont fabriqués surtout comme moteurs à deux vitesses et plus rarement comme moteurs à trois ou à quatre vitesses de faible puissance. Mais dans certains cas les moteurs à plusieurs vitesses sont fabriqués pour de grandes puissances et sont destinés à des installations très importantes. Par exemple, il y a des installations équipées de moteurs à commutation des pôles de $2p = 22$ à $2 \times 2p = 44$ à puissance respective de 2250/5500 ch, $U_1 = 5$ kV et $n = 317/162$ tr/mn. Les rotors de ces moteurs ont deux enroulements dont l'un est en court-circuit et l'autre, bobiné à bagues.

Les tentatives de construire des moteurs à nombre d'échelons de vitesse dépassant quatre n'ont pas réussi par suite de la construction compliquée du moteur et du dispositif de commutation.

24-3. Réglage de la vitesse de rotation des moteurs par variation de la fréquence primaire

Ce mode de réglage de la vitesse n'est possible que lorsque le moteur est alimenté par une installation spéciale. La variation de la fréquence dans de larges limites peut être réalisée par l'emploi d'alternateurs synchrones à vitesse de rotation variable ou d'après le montage de Yapolski-Kostenko avec utilisation des alternateurs à collecteur ainsi que dans les installations à convertisseurs ioniques, par exemple selon le montage de D. Zavalichine.

Les principaux cas de réglage de la vitesse sont les suivants:

a) à couple constant, c'est-à-dire à $C =$ const;

b) à puissance constante, c'est-à-dire à $P_2 =$ const;

c) lorsque le couple est proportionnel au carré de la fréquence, c'est-à-dire lorsque $C \equiv f_1^2$.

L'étude de cette question faite par M. Kostenko montre que lorsque nous voulons que le moteur fonctionne à différentes fréquences avec des valeurs presque constantes du rendement, du facteur de puissance, de la capacité de surcharge et à glissement absolu con-

stant, le fer étant non saturé, nous devons simultanément avec la variation de la fréquence régler aussi la tension U_1 en fonction de la fréquence et du couple d'après la loi suivante:

$$\frac{U'_1}{U_1}=\frac{f'_1}{f_1}\sqrt{\frac{C'}{C}}, \tag{24-5}$$

où U'_1 et C' sont la tension et le couple correspondant à la fréquence f'_1 et U_1 et C sont la tension et le couple correspondant à la fréquence f_1.

Pour C = const, on a:

$$\frac{U'_1}{U_1}=\frac{f'_1}{f_1}, \tag{24-6}$$

c'est-à-dire que la tension appliquée au moteur doit varier proportionnellement à la fréquence.

A puissance constante le couple du moteur varie à raison inverse de la vitesse et donc de la fréquence, c'est-à-dire que:

$$\frac{C'}{C}=\frac{f_1}{f'_1},$$

d'où

$$\frac{U'_1}{U_1}=\sqrt{\frac{f'_1}{f_1}}. \tag{24-7}$$

Si $C \equiv f_1^2$, on a:

$$\frac{U'_1}{U_1}=\left(\frac{f'_1}{f_1}\right)^2, \tag{24-8}$$

c'est-à-dire que la tension appliquée au moteur doit varier proportionnellement au carré de la fréquence.

En pratique on est obligé de s'écarter de ces conclusions tout d'abord parce que le fer dans la machine est toujours saturé dans une certaine mesure et puis parce que les conditions de refroidissement de la machine varient avec le changement de la vitesse.

24-4. Réglage de la vitesse de rotation des moteurs par variation de la résistance du circuit rotorique

Le réglage de la vitesse de rotation à l'aide d'un rhéostat dans le circuit rotorique est possible lorsqu'il s'agit des moteurs à bagues.

Le schéma de réglage ne diffère pas du schéma ordinaire d'un moteur asynchrone à rotor bobiné (fig. 22-3). Les rhéostats de réglage à fils métalliques ou à liquide sont analogues aux rhéostats de démarrage mais sont destinés à fonctionner de façon continue.

Le côté physique du processus ayant lieu lors du réglage de la vitesse est le même que dans les moteurs à courant continu. En effet, au premier instant après l'insertion du rhéostat de réglage, lorsque la vitesse du moteur n'a pas encore changé, le courant dans le rotor

diminue. Pour cette raison le couple moteur diminue et sur l'arbre prend naissance un couple dynamique négatif. La vitesse de rotation du moteur commence à diminuer et la F.É.M. et le courant dans le rotor augmentent. Ce processus continue jusqu'au moment où le courant dans le rotor atteint une valeur pour laquelle le couple moteur et le couple résistant s'équilibrent.

Examinons les courbes $C = f(g)$ sur la fig. 20-6. Si C_{st} est constant, le fonctionnement stable du moteur correspond aux points a, b, c, d qui se trouvent à l'intersection des courbes des couples avec la droite FG. Nous voyons qu'en introduisant dans le rotor

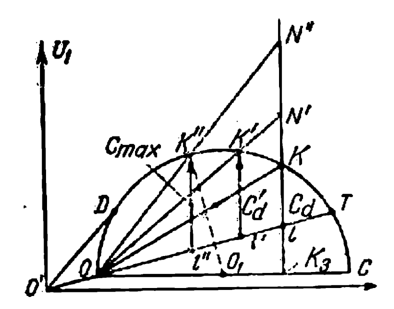


Fig. 24-3. Diagramme de cercle pour différentes valeurs de la résistance additionnelle du circuit rotorique.

une résistance ohmique nous pouvons régler la vitesse depuis la vitesse de synchronisme en la diminuant dans des limites assez larges. Mais de ce fait le rendement du moteur diminue fortement car une grande partie de la puissance est dépensée dans le rhéostat de réglage.

Pour savoir comment varieront les caractéristiques du moteur lors de l'introduction d'une résistance ohmique additionnelle, on peut construire le diagramme de cercle (fig. 24-3).

Vu que la tension appliquée au moteur et la fréquence restent constantes, le courant I_0 ne varie pas et le point de marche à vide O continue à occuper sur le diagramme de cercle sa position antérieure. Le diamètre du diagramme de cercle ne change pas non plus mais la position du point de court-circuit K sur le cercle des courants dépend de la valeur de la résistance insérée dans le circuit rotorique (fig. 24-3). Ceci détermine la nouvelle position de la ligne de la puissance utile et de ce fait les nouvelles valeurs du glissement et du rendement. Soit, par exemple, le couple statique C_{st} = const. Pour U_1 = const et f_1 = const on a :

$$\Phi_m = \text{const}; \quad I'_{2a} = I'_2 \cos \psi_2 = \text{const}.$$

Il en résulte que sur le diagramme de cercle (fig. 24-3) la fin du vecteur du courant secondaire et par conséquent la fin du vecteur du courant primaire gardent leurs positions antérieures.

La puissance primaire $P_1 = m_1U_1I_1 \cos \varphi_1$ reste la même. La puissance électromagnétique $P_{\text{ém}} = C_{\text{ém}}\Omega_1$ reste également identique et la puissance utile $P_2 = C_{\text{ém}}\Omega$ diminue pratiquement proportionnellement à la diminution de la vitesse. Dans le même degré diminue le rendement du moteur $\eta = \frac{P_2}{P_1} \equiv \Omega$, c'est-à-dire que cette méthode de réglage de la vitesse n'est pas économique. Le glissement

$$g = \frac{m_1 I_2'^2 (r_2' + r_{\text{ad}}')}{C_{\text{ém}}\Omega_1} \equiv r_2' + r_{\text{ad}}'$$

augmente proportionnellement à l'accroissement de la résistance ohmique du circuit rotorique.

Le cas examiné $C_{\text{st}} = \text{const}$ est le plus simple mais dans d'autres cas on peut analyser les conditions de travail de façon analogue.

Bien que cette méthode soit peu économique, le réglage de la vitesse à l'aide d'un rhéostat inséré dans le rotor est assez largement employé surtout pour les moteurs de faible puissance ainsi que dans les ponts roulants. Parfois elle est utilisée pour le réglage de la vitesse des moteurs des laminoirs surtout lorsqu'ils sont dotés d'un volant diminuant les pointes de charge dans le réseau. Dans ce cas, le rhéostat, appelé régulateur de glissement, est branché automatiquement lorsque la charge augmente ; de ce fait le glissement augmente et une partie de la charge est compensée par l'énergie cinétique du volant. Inversement, lorsque la charge diminue, la résistance du circuit rotorique diminue, la vitesse augmente et le volant accumule de l'énergie cinétique.

24-5. Moteurs asynchrones en cascade

Au lieu de perdre de l'énergie dans le rhéostat pour régler la vitesse, on peut amener cette énergie à un autre moteur asynchrone

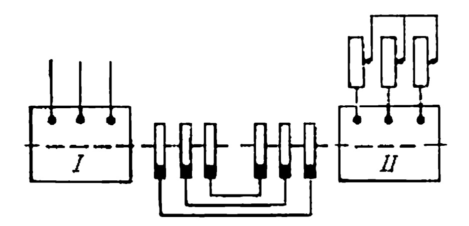


Fig. 24-4. Moteurs asynchrones en cascade.

branché en cascade avec le premier moteur et la transformer ainsi en énergie mécanique. Cela permet de mieux utiliser l'énergie fournie par le réseau.

Pour que les moteurs *I* et *II* (fig. 24-4) en cascade fonctionnent normalement, ils doivent être réunis entre eux électriquement et

mécaniquement. La connexion électrique seule n'est pas suffisante, car dans ce cas le moteur *I* commence à marcher étant alimenté par le réseau sous la tension normale et sous la fréquence normale et tourne à pleine vitesse et le moteur *II* reçoit par les bagues du moteur *I* une faible tension à fréquence très faible. Pour cette raison le moteur *II* ne développe aucun couple et représente seulement une résistance additionnelle introduite dans le circuit rotorique du moteur *I*.

On choisira les moteurs *I* et *II* de façon qu'ils possèdent les caractéristiques nécessaires. Ainsi, lorsque les deux moteurs sont identiques au point de vue de construction (moteurs de traction ferroviaire) et les stators des moteurs sont des circuits à haute tension, les rotors formant des circuits à basse tension, il faut réunir les rotors des deux moteurs, car la connexion du rotor du moteur *I* avec le stator du moteur *II* ne serait pas rationnelle. Dans des installations spéciales le moteur *II* peut avoir un rotor en court-circuit; dans ce cas, le rotor du moteur *I* est connecté au stator du moteur *II* mais les caractéristiques des deux circuits doivent être adaptées. Il faut prendre des mesures pour que les couples créés par les deux moteurs s'ajoutent.

Les moteurs en cascade fonctionneront de façon stable lorsque la fréquence du courant dans le circuit secondaire du moteur *II*, c'est-à-dire dans le stator (fig. 24-4), sera voisine de zéro.

Soit f_1 la fréquence du réseau, f_2 la fréquence dans le circuit secondaire du moteur *I* qui correspond à la vitesse de synchronisme du groupe en cascade n_{sc}, p_{I} et p_{II} les nombres de paires de pôles des moteurs *I* et *II*, n_{1I} et n_{1II} les vitesses de synchronisme de ces moteurs, on a:

$$n_{1I}=\frac{f_1}{p_I}; \qquad f_2=(n_{1I}-n_{sc})\,p_I.$$

Dans le moteur *II* se forme un flux qui tourne par rapport au rotor à la vitesse

$$n_{1II}=\frac{f_2}{p_{II}}=(n_{1I}-n_{sc})\,\frac{p_I}{p_{II}}.$$

La condition de fonctionnement stable du groupe de moteurs en cascade sera satisfaite si la vitesse n_{1II} est égale en valeur à la vitesse de synchronisme du groupe n_{sc}. Dans ce cas:

$$n_{sc}=n_{1II}=(n_{1I}-n_{sc})\,\frac{p_I}{p_{II}},$$

d'où

$$n_{sc}=n_{1I}\,\frac{p_I}{p_I+p_{II}}=\frac{f_1}{p_I+p_{II}}. \qquad (24\text{-}9)$$

De cette façon, le groupe de deux moteurs réunis électriquement en cascade représente, pour ainsi dire, un moteur asynchrone à nombre de paires de pôles égal à la somme des nombres de paires

de pôles des deux moteurs. La vitesse réelle du groupe en cascade $n_c < n_{sc}$ car le groupe, comme un moteur ordinaire, fonctionne avec un certain glissement qui dépend de la charge.

On peut modifier l'installation de la fig. 24-4 de façon que chaque moteur puisse fonctionner indépendamment de l'autre ou en cascade. Dans ce cas, nous obtenons trois échelons de vitesse qui correspondent aux nombres de paires de pôles:

$$p_I, \; p_{II} \quad \text{et} \quad p_I + p_{II}.$$

La répartition de la puissance dans un groupe de moteurs en cascade est la même que dans un moteur ordinaire. Selon la formule (20-5) $P_{\acute{e}m} = P_{m\acute{e}c} + p_{c2}$. La puissance $P_{m\acute{e}c}$ est proportionnelle à la vitesse n, et la puissance dépensée dans l'enroulement du rotor est proportionnelle au glissement g. Si n_c est la vitesse de rotation du groupe en cascade le glissement sera:

$$g = \frac{n_{1I} - n_c}{n_{1I}}.$$

Si $P_{\acute{e}m}$ est la puissance électromagnétique du groupe en cascade transmise depuis le stator au rotor du moteur I, la puissance fournie à l'arbre du groupe sous forme de puissance mécanique est:

$$P_{m\acute{e}c} = P_{\acute{e}m} \frac{n_c}{n_{1I}}.$$

Le reste de la puissance

$$P_g = P_{\acute{e}m} \frac{n_{1II} - n_c}{n_{1I}}$$

est transmis sous forme de puissance électrique au circuit secondaire et y est transformé partiellement en puissance mécanique. Si l'on admet que $n_c \approx n_{sc}$ on a:

$$\frac{P_{m\acute{e}c}}{P_g} = \frac{n_c}{n_{1I} - n_c} \approx \frac{p_I}{p_{II}}. \qquad (24\text{-}10)$$

Un groupe de deux moteurs asynchrones en cascade présente de sérieux défauts. En effet, du réseau par le moteur I arrive le courant magnétisant I_{0c} nécessaire pour créer les flux dans les deux moteurs. Pour cette raison le courant à vide du groupe en cascade I_{0c} est de beaucoup supérieur au courant à vide d'un seul moteur I_0. D'autre part, le moteur II est connecté en série avec le moteur I. Pour cette raison le courant de court-circuit du groupe en cascade $I_{ccc} \nless I_{ccI}$, où I_{ccI} est le courant de court-circuit du moteur I. Le lieu géométrique du courant primaire I_{1cc} du groupe se situe donc à l'intérieur du cercle du courant du moteur fonctionnant séparément. Une étude plus détaillée montre qu'il s'agit d'une courbe de quatrième ordre proche d'une circonférence.

Les caractéristiques du groupe de moteurs en cascade sont de beaucoup inférieures aux caractéristiques correspondantes d'un

moteur fonctionnant séparément. Pour cette raison les groupes des moteurs asynchrones en cascade sont utilisés seulement dans des cas spéciaux, surtout sur les chemins de fer électriques à courant triphasé.

Pour obtenir un plus grand nombre d'échelons de vitesse on peut construire chaque moteur faisant partie du groupe en cascade avec un nombre de pôles variable.

Exemple 24-1.

Connexion en cascade des deux moteurs asynchrones triphasés A et B de puissance unitaire 250 kW, à rotors bobinés, à nombres de pôles $2p = 6$ et $2p = 4$.

Le moteur A a les résistances et les réactances suivantes (voir les exemples 5-1 et 19-1):

$$r_{1A} = 0{,}68 \text{ ohm}, \qquad r_{mA} = 11 \text{ ohms},$$

$$jx_{1A} = j2{,}78 \text{ ohms}, \qquad x_{mA} = j95{,}6 \text{ ohms},$$

$$r'_{2A} = 0{,}57 \text{ ohm}, \qquad \sigma_{1A} = 1 + \frac{x_{1A}}{x_{mA}} = 1 + \frac{2{,}78}{95{,}6} = 1{,}03.$$

$$jx'_{2A} = j4{,}7 \text{ ohms}, \qquad \sigma_{1A}^2 = 1{,}03^2 = 1{,}06.$$

Le moteur asynchrone trpihasé B à rotor bobiné de 250 kW, $2p = 4$, calculé d'après la même méthode que le moteur A, a respectivement les résistances et les réactances suivantes:

$$r_{1B} = 0{,}335 \text{ ohm}, \quad r'_{mB} = 11{,}7 \text{ ohms}, \quad jx_{1B} = j2{,}74 \text{ ohms},$$

$$jx'_{mB} = j99 \text{ ohms}, \quad r'_{2B} = 0{,}274 \text{ ohm},$$

$$\sigma_{1B} = 1 + \frac{x'_{1B}}{x'_{mB}} = 1 + \frac{0{,}392}{99} \approx 1{,}04,$$

$$jx'_{2B} = j3{,}92 \text{ ohms}.$$

Le schéma équivalent complet en T de la connexion en cascade des deux moteurs triphasés A et B lorsqu'on néglige la résistance du circuit magnétisant r'_{mB} du second moteur a la forme présentée sur la fig. 24-5,*a*.

La fréquence du courant aux bornes primaires du premier moteur du groupe en cascade au nombre de pôles P_A, la vitesse du champ étant n_1,

$$f_{1A} = \frac{n_1 P_A}{60}.$$

La fréquence du courant aux bornes secondaires du premier moteur et, par conséquent, aux bornes primaires du second moteur, la vitesse du groupe étant n_r,

$$f_{2A} = \frac{(n_1 - n_r) P_A}{60}.$$

La fréquence du courant aux bornes primaires du second moteur au nombre de pôles P_B

$$f_{2B} = \frac{n_r P_B}{60}.$$

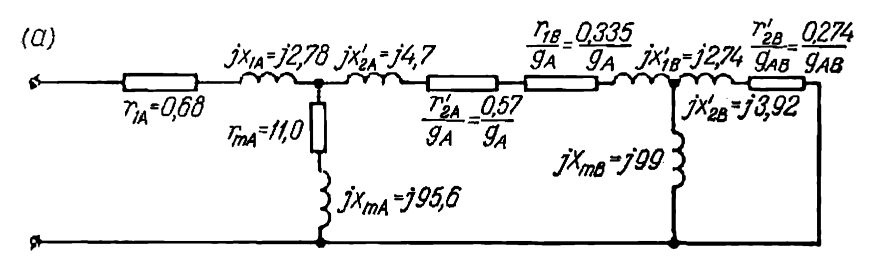
Le glissement aux bornes du premier moteur du groupe en cascade par rapport à la fréquence f_{1A}

$$g_A=\frac{f_{1A}-f_r}{f_{1A}}, \quad \text{où} \quad f_r=\frac{n_r P_A}{60}.$$

Le glissement aux bornes secondaires du second moteur par rapport à la fréquence f_{2B}

$$g_B=\frac{f_{2B}-f_r}{f_{2B}}=\frac{f_3}{f_{2B}}.$$

Le glissement du second moteur par rapport à la fréquence primaire f_{1A}



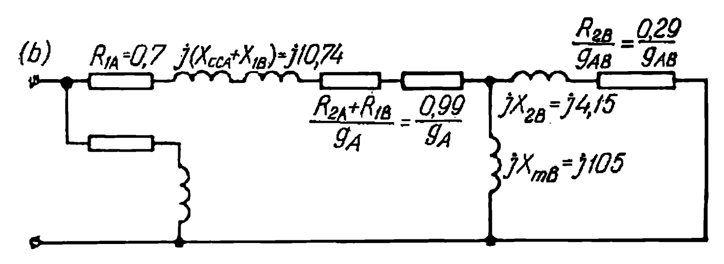


Fig. 24-5. Schémas équivalents de deux moteurs asynchrones en cascade.

du premier moteur avec $f_{2A}=f_{2B}$

$$g_{AB}=g_A\cdot g_B=\frac{f_{2A}}{f_{1A}}\cdot\frac{f_3}{f_{2B}}=\frac{f_{2A}-f_{2B}}{f_{1A}}=$$

$$=\frac{(n_1-n_r)P_A-n_rP_B}{n_1P_A}=1-\frac{P_A+P_B}{P_A}\cdot\frac{n_r}{n_1}.$$

Pour la vitesse de synchronisme du groupe en cascade

$$n_r=n_{rc}=\frac{f_{1A}\cdot 60}{P_A+P_B}.$$

Le glissement

$$g_{AB}=1-\frac{P_A+P_B}{P_A}\cdot\frac{f_{1A}\cdot 60}{(P_A+P_B)\,n_1}=0.$$

Pour $n_r \lesseqgtr n_{rc}$

$$\Delta n_r=\pm(n_{rc}-n_r)$$

$$g_{AB}=\pm\frac{P_A+P_B}{P_B}\cdot\frac{\Delta n_r}{n_1}.$$

Pour $P_A=3$ et $P_B=2$, $\frac{P_A+P_B}{P_B}=\frac{5}{3}$ et $n_{rc}=\frac{50\cdot 60}{5}=600$ tr/mn

$$\pm\,\Delta n_r=n_{rc}-n_r.$$

Pour $n_r=585$ tr/mn et $\Delta n_r \pm 15$ tr/mn $n_r=615$ tr/mn, $\Delta n_r - 15$ tr/mn

$$g_{AB}=\pm\frac{5}{3}\cdot\frac{15}{1000}=\pm 0{,}025,$$

etc., pour d'autres vitesses de rotation n_r.

Le schéma équivalent complet en T des moteurs A et B devient beaucoup simplifié lorsqu'on rapporte aux bornes primaires le circuit magnétisant du moteur A branché sur le réseau.

Les paramètres du schéma équivalent à circuit magnétique rapporté aux bornes :

$$R_{1A}=r_{1A}\cdot\sigma_{1A}=0{,}68\cdot1{,}03=0{,}7 \text{ ohm},$$
$$jX_{1A}=jx_{1A}\sigma_{1A}=j2{,}78\cdot1{,}03=j2{,}86 \text{ ohms},$$
$$R_{2A}=r'_{2A}\cdot\sigma_{1A}^2=0{,}57\cdot1{,}06=0{,}604 \text{ ohm},$$
$$jX_{2A}=x'_{2A}\cdot\sigma_{1A}^2=j\cdot4{,}7\cdot1{,}06=j4{,}98 \text{ ohms},$$
$$R_{1B}=r'_{1B}\cdot\sigma_{1A}^2=0{,}335\cdot1{,}06=0{,}355 \text{ ohm},$$
$$jX_{1B}=jx'_{1B}\cdot\sigma_{1A}^2=j2{,}74\cdot1{,}06=j2{,}9 \text{ ohms},$$
$$R_{2B}=r'_{2B}\cdot\sigma_{1A}^2=0{,}274\cdot1{,}06=0{,}29 \text{ ohm},$$
$$jX_{2B}=jx'_{2B}\cdot\sigma_{1A}^2=j3{,}92\cdot1{,}06=j4{,}15 \text{ ohms},$$
$$jX_{mA}=jx_{1A}+jx_{mA}=j2{,}78+j95{,}6=j98{,}4 \text{ ohms},$$
$$r_0=r_{1A}+r_{mA}=0{,}68+11=11{,}68 \text{ ohms},$$
$$R_{mB}=r'_{mB}\cdot\sigma_{1A}^2=11\cdot1{,}06=11{,}7 \text{ ohms},$$
$$jX_{mB}=jx_{mB}\cdot\sigma_{1A}^2=j99\cdot1{,}06=j105 \text{ ohms},$$
$$jX_{ccA}+jX_{1B}=jX_{1A}+jX_{2A}+jX_{1B}=j2{,}86+j4{,}98+j2{,}9=j10{,}74 \text{ ohms},$$
$$R_{2A}+R_{1B}=0{,}7+0{,}29=0{,}99 \text{ ohm}.$$

Le schéma équivalent à circuit magnétisant rapporté aux bornes primaires est représenté sur la fig. 24-5,*b*.

Les paramètres du contour ramifié des deux circuits connectés en parallèle peuvent être rapportés aux résistances équivalentes branchées en série où, pour simplifier, on néglige la résistance du circuit magnétisant.

La résistance équivalente

$$Z_{\text{éq}}=R_{\text{éq}}+jX_{\text{éq}}=\frac{\dfrac{R_{2B}}{g_{AB}}X_{mB}^2}{\left(\dfrac{R_{2B}}{g_{AB}}\right)^2+(X_{2B}+X_{mB})^2}+$$
$$+j\frac{\left(\dfrac{R_{2B}}{g_{AB}}\right)^2X_{mB}+X_{2B}\cdot X_{mB}(X_{2B}+X_{mB})}{\left(\dfrac{R_{2B}}{g_{AB}}\right)^2+(X_{2B}+X_{mB})^2}=$$
$$=\frac{\dfrac{0{,}29}{g_{AB}}\cdot105^2}{\left(\dfrac{0{,}29}{g_{AB}}\right)^2+(4{,}15+105)^2}+j\frac{\left(\dfrac{0{,}29}{g_{AB}}\right)^2\cdot105+4{,}15\cdot105\cdot(4{,}15+105)}{\left(\dfrac{0{,}29}{g_{AB}}\right)^2+(4{,}15+105)^2}=$$
$$=\frac{3190\cdot g_{AB}}{0{,}084+11\,900\cdot g_{AB}^2}+j\frac{8{,}82+47\,500\cdot g_{AB}^2}{0{,}084+11\,900\cdot g_{AB}^2}.$$

Données du calcul de I_d et du $\cos\varphi_d$

NN	1	2	3	4	5	6	7
n_r	$\pm\infty$	1800	1200	1050	1000	950	800
g_A	$\mp\infty$	—0,8	—0,2	—0,05	0	+0,05	+0,2
g_{AB}	∞	—2,0	—1,0	—0,75	—0,667	—0,581	—0,331
I_d	118	117,5	112	71	[17,5]	69,2	113
$\cos\varphi_d$	+0,475	+0,047	—0,32	—0,8	[0,118]	+0,805	+0,316

Déterminons les valeurs des impédances Z_d, du courant I_d et du $\cos\varphi_d$ du circuit principal du schéma en cascade pour différents glissements les plus

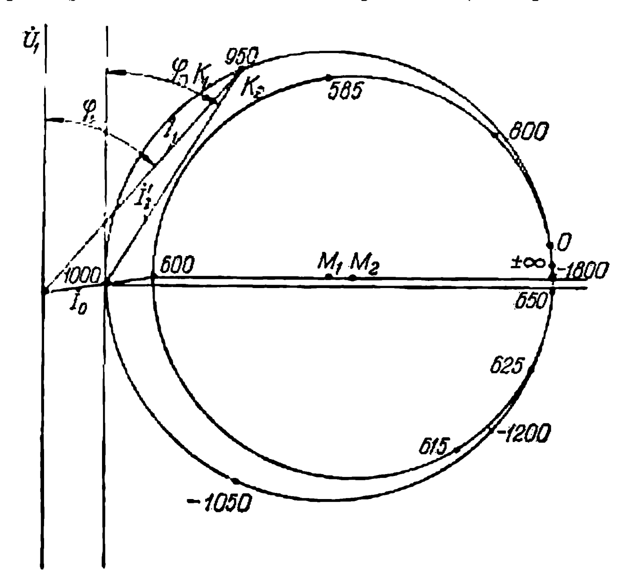


Fig. 24-6. Diagrammes du cercle des deux moteurs asynchrones en cascade avec $P_A = 3$ et $P_B = 2$.

importants du cascade permettant de construire les vecteurs des courants et respectivement les diagrammes de cercle de la cascade:

1) $g_A = 0$, $g_{AB} = -0{,}667$.

Un tel régime correspond à la marche à vide du premier moteur A connecté au circuit lorsqu'il reste seulement le circuit magnétisant rapporté aux bornes. On a alors:

$$r_0 = 11{,}68 \text{ ohms}; \quad jX_{mA} = j98{,}4 \text{ ohms};$$

$$Z_0 = 98{,}8 \text{ ohms}; \quad I_0 = \frac{1730}{98{,}8} = 17{,}5 \text{ A};$$

$$\cos\varphi_0 = \frac{11{,}68}{98{,}8} = 0{,}118.$$

dans la cascade pour différents glissements

8	9	10	11	12	13	14	15
650	625	615	600	585	0	+500	+1000
+0,350	+0,375	+0,385	0,4	0,415	+1,0	+1,5	+1,2
−0,082	−0,082	−0,041	−0,025	0,0	+0,025	+2,083	+2,667
116	114	108,8	15	82	115	116,2	117
−0,024	−0,22	−0,376	+0,0275	+0,655	+0,084	+0,088	+0,67

2) $g_A = +0{,}05$; $g_{AB} = -0{,}581$;

$$\frac{R_{2A}+R_{1B}}{g_A} = \frac{0{,}99}{0{,}05} = 19{,}8 \text{ ohms};$$

$$R_{1A}=0{,}7 \text{ ohm}, \quad j\,(X_{ccA}+X_{1B}) = j10{,}74 \text{ ohms};$$

$$jX_{1B} = j4{,}15 \text{ ohms}; \quad jX_{mB} = j105 \text{ ohms}.$$

$$Z_{éq} = -0{,}287+j4{,}00;$$

$$Z_d = (0{,}7+19{,}8-0{,}287)+j\,(10{,}74+4{,}00) = 20{,}34+j14{,}74;$$

$$Z_d = \sqrt{20{,}34^2+14{,}74^2} = 25 \text{ ohms};$$

$$I_d = \frac{1730}{25} = 69{,}2 \text{ A}; \quad \cos\varphi_d = 0{,}805.$$

De façon analogue on fait le calcul des autres valeurs du glissement. Les données du calcul sont indiquées dans le tableau 24-3.

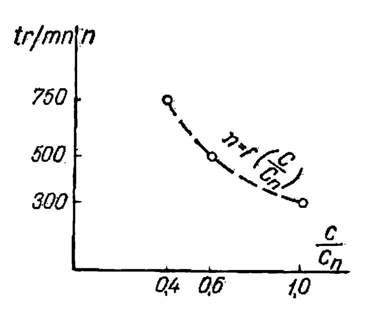


Fig. 24-7. Courbe $n = f\left(\frac{C}{C_n}\right)$.

D'après les données du calcul on peut construire le diagramme de cercle du courant qui représente deux cercles se coupant près du point $g_A = 1{,}0$ (fig. 24-6).

La courbe des couples sur l'arbre du groupe en cascade pour différentes vitesses de rotation est indiquée sur la fig. 24-7.

Chapitre XXV

MOTEURS ASYNCHRONES MONOPHASÉS

25-1. Principe de fonctionnement d'un moteur asynchrone monophasé

Les moteurs monophasés sont alimentés par un réseau alternatif monophasé. Pour cette raison ils comportent sur le stator un enroulement de travail connecté au réseau. L'enroulement rotorique d'un moteur monophasé est généralement en court-circuit sous forme de cage d'écureuil. Sur le stator se trouve également l'enroulement auxiliaire de démarrage qui le plus souvent est branché sur le réseau seulement pour la durée du démarrage. Nous indiquerons plus loin le rôle de cet enroulement.

Examinons le fonctionnement d'un moteur monophasé d'abord lorsque l'enroulement de démarrage est débranché.

L'enroulement de travail d'un moteur monophasé disposé sur le stator (fig. 25-1,*a*) est alimenté par un réseau monophasé. Le courant de cet enroulement crée un champ magnétique pulsatoire qui peut être décomposé en deux champs de mêmes amplitudes, égales à la moitié de l'amplitude du champ pulsatoire, tournant en sens opposés à la même vitesse.

Un moteur monophasé est donc équivalent à deux moteurs triphasés identiques dont les rotors sont situés sur le même arbre et les enroulements statoriques sont connectés en série de facon que les champs magnétiques engendrés tournent dans l'espace en sens inverses (fig. 25-1,*b*). Ces deux moteurs à leur tour sont équivalents à un moteur triphasé à deux enroulements triphasés identiques connectés en série qui engendrent des champs tournant en sens inverses (fig. 25-1,*c*).

Dans un moteur monophasé réel, comme dans les deux modèles indiqués de celui-ci, les courants induits dans les enroulements rotoriques par les deux champs tournants, en interaction avec ces champs, créent, le moteur étant immobile, des couples électromagnétiques égaux et opposés. Ainsi, le couple moteur résultant est nul et le moteur ne peut pas démarrer même sans couple résistant à l'arbre.

Si on fait tourner le rotor du moteur dans un sens quelconque, par exemple, dans le sens de rotation du champ de l'enroulement A (fig. 25-1,*c*), à la vitesse n, ce champ créera dans l'enroulement

rotorique un courant ayant la fréquence

$$f_{2A}=p(n_1-n)=\frac{n_1-n}{n_1}\,pn_1=gf_1, \qquad (25\text{-}1)$$

où g est le glissement du rotor par rapport au champ A.

Par rapport au champ de l'enroulement B tournant en sens inverse le rotor aura une vitesse relative égale à la somme des vitesses du champ et du rotor et la fréquence du courant induit dans l'enroulement rotorique sera :

$$f_{2B}=p(n_1+n)=p\,[2n_1-(n_1-n)]=(2-g)\,f_1, \qquad (25\text{-}2)$$

où $(2 - g)$ est le glissement du rotor par rapport au champ inverse.

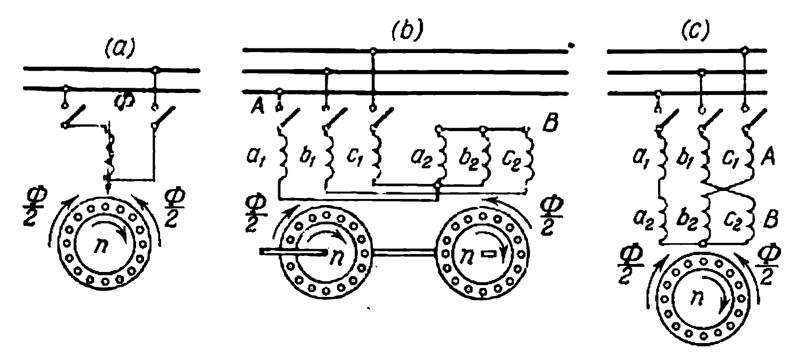


Fig. 25-1. Principe de fonctionnement d'un moteur monophasé.

Considérons le couple C_A créé par l'enroulement A et dirigé dans le sens de rotation du rotor comme positif. Le couple C_B créé par le champ inverse de l'enroulement B sera négatif et résistant.

La courbe de variation du couple C_A en fonction du glissement sera la même que dans un moteur asynchrone triphasé et avec l'accroissement de la vitesse du rotor le couple positif augmentera jusqu'à un certain maximum et pour $g = 0$ il deviendra nul.

Pour $0 < g < 1$ le glissement par rapport au champ inverse $2 - g > 1$ et le moteur fonctionne en régime de freinage par rapport à ce champ. Pour $1 < g < 2$, c'est-à-dire lorsque le rotor tourne dans le sens du champ de l'enroulement B, le glissement par rapport à ce champ $2 - g$ sera $0 < 2 - g < 1$. Par rapport à ce champ le régime sera moteur et par rapport au champ de l'enroulement A il sera un régime de freinage. En considérant les couples comme positifs lorsqu'ils agissent dans le sens de rotation du champ A, on obtient les courbes des couples C_A et C_B des enroulements A et B, représentées sur la fig. 25-2.

Le couple résultant

$$C=C_A+C_B \qquad (25\text{-}3)$$

est également représenté sur la fig. 25-2.

Comme il résulte des considérations générales et de la fig. 25-2, pour $g = 1$ on a $C = 0$ et le moteur ne peut pas, lorsque le stator comporte un seul enroulement monophasé, se mettre en marche de

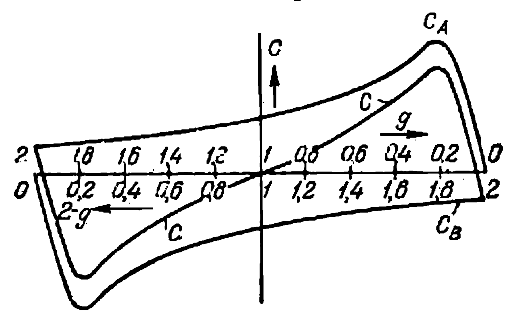


Fig. 25-2. Couples d'un moteur monophasé.

lui-même et les conditions de son fonctionnement lors de la rotation du rotor dans un sens ou dans l'autre à vitesse déterminée n sont les mêmes.

25-2. Schéma équivalent d'un moteur monophasé

D'après tout ce que nous avons dit, le schéma équivalent d'un moteur monophasé a la forme représentée sur la fig. 25-3, où le circuit secondaire à réactance x_2' et à résistance $\frac{r_2'}{g}$ correspond au champ direct et à x_2' et $\frac{r_2'}{2-g}$ correspond au champ inverse.

Examinons le fonctionnement du moteur lorsqu'il tourne dans le sens du champ direct ($-\infty < g < 1$) et réunissons les deux circuits en parallèle du schéma, situés à gauche sur la fig. 25-3, en un circuit commun. L'impédance de ce circuit sera:

$$Z_{2-g} = \frac{\left(\frac{r_2'}{2-g} + jx_2'\right) jx_m}{\frac{r_2'}{2-g} + jx_2' + jx_m} = \frac{\frac{r_2'}{2-g} + jx_2'}{1 + \frac{x_2'}{x_m} - j\frac{r_2'}{(2-g)\,x_m}} \approx$$

$$\approx \frac{r_2'}{2-g} \cdot \frac{1}{\sigma_2} + jx_2' \frac{1}{\sigma_2}, \tag{25-4a}$$

où

$$\sigma_2 = 1 + \frac{x_2'}{x_m} \tag{25-4b}$$

est un coefficient de correction égal au coefficient de dispersion du rotor.

Nous avons négligé la partie imaginaire $j\frac{r_2'}{(2-g)x_m}$ qui dans la gamme de glissement considérée est relativement petite.

Après cette opération le schéma équivalent prend la forme indiquée sur la fig. 25-4,*a*. Rapportons dans ce schéma le circuit parallèle à réactance x_m aux bornes primaires. On obtient alors le schéma

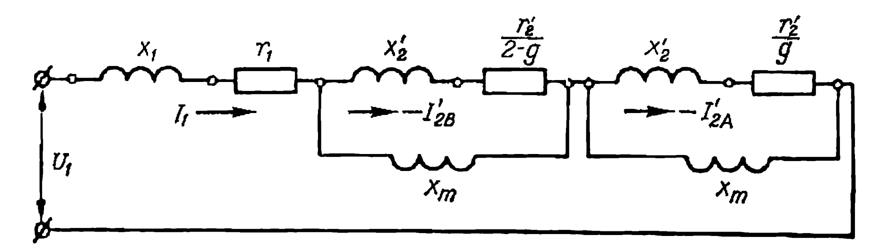


Fig. 25-3. Schéma équivalent d'un moteur asynchrone monophasé.

équivalent de la fig. 25-4,*b*, où le coefficient de correction σ_1, en négligeant sa partie imaginaire, est:

$$\sigma_1 = 1 + \frac{x_1 + x_2' \frac{1}{\sigma_2}}{x_m} \tag{25-5}$$

Dans le circuit magnétisant (fig. 25-4,*b*) on peut admettre $g = 0$, car dans ce circuit x_m est grande par rapport aux autres réactances et résistances de ce circuit.

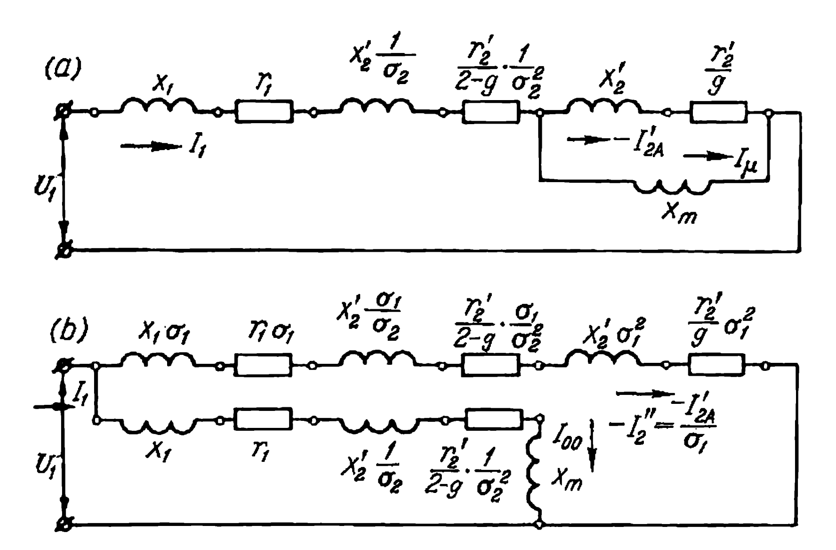


Fig. 25-4. Schémas équivalents corrigés d'un moteur asynchrone monophasé.

Le courant de marche à vide idéale ($g = 0$), égal au courant du circuit magnétisant du schéma de la fig. 25-4,*b*, en tenant compte

de la résistance du circuit magnétisant r_m, sera:

$$\dot{I}_{00}=\frac{\dot{U}_1}{\left(r+\frac{r_2'}{2}\cdot\frac{1}{\sigma_2^2}+r_m\right)+j\left(x_1+x_2'\frac{1}{\sigma_2}+x_m\right)}, \tag{25-6}$$

et le courant du circuit principal du schéma de la fig. 25-4,*b*:

$$-\dot{I}_2''=\frac{\dot{U}_1}{\left(r_1\sigma_1+\frac{r_2'}{g}\sigma_1^2+\frac{r_2'}{2-g}\frac{\sigma_1}{\sigma_2^2}\right)+j\left(x_1\sigma_1+x_2'\sigma_1^2+x_2'\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)}. \tag{25-7}$$

En partant du schéma équivalent de la fig. 25-4,*b* on peut écrire les expressions des puissances, des couples et des pertes dans les enroulements.

Les pertes lors de la marche à vide idéale ($g = 0$) sont:

$$p_{c0}=I_{00}^2\left(r_1+\frac{r_2'}{2}\frac{1}{\sigma_2^2}+r_m\right). \tag{25-8}$$

Pour des glissements $g = 0$ et $g = 2$ les résistances $\frac{r_2'}{g}$ et $\frac{r_2'}{2-g}$ deviennent égales à l'infini et pour cette raison le courant du circuit principal $I_2'' = 0$.

Pour $g \neq 0$ les pertes dans les circuits primaire et secondaire augmentent de la valeur

$$p_{c1}=I_2''^2\cdot r_1\sigma_1; \quad p_{c2}=I_2''^2\cdot\left(r_2'\sigma_1^2+r_2'\frac{\sigma_1}{\sigma_2^2}\right). \tag{25-9}$$

La puissance électromagnétique transmise du circuit primaire au circuit secondaire est:

$$P_{\text{ém}}=P_{\text{ém}A}+P_{\text{ém}B}=I_2''^2\frac{r_2'}{g}\sigma_1^2+I_2''^2\cdot\frac{r_2'}{2-g}\frac{\sigma_1}{\sigma_2^2}\approx 2I_2''^2r_2'\frac{1}{g(2-g)}. \tag{25-10}$$

La puissance correspondant au couple électromagnétique du moteur

$$P_c=P_{\text{ém}A}-P_{\text{ém}B}\approx 2I_2''^2r_2'\frac{1-g}{g(2-g)}=p_{c2}\frac{1-g}{g(2-g)}. \tag{25-11}$$

Pour une marche à vide idéale $g = 0$ et en court-circuit $g = 1{,}0$, on aura $P_c = 0$ car dans le premier cas $I_2'' = 0$ et dans le second cas $(1 - g) = 0$.

Pour de faibles glissements correspondant aux régimes de fonctionnement du moteur on peut admettre $g^2 = 0$ et pour cette raison

$$P_c\approx\frac{p_{c2}}{2}\frac{1-g}{g}=I_2''^2r_2'\frac{1-g}{g}. \tag{25-12}$$

Le glissement du moteur peut être déterminé de l'équation (25-10):

$$g(2-g)=\frac{p_{c2}}{P_{\text{ém}}}. \tag{25-13}$$

La puissance mécanique du moteur, en partant de l'équation (25-11), est égale dans les limites des glissements de travail à :

$$P_{\text{méc}} = P_c(1-g) = \frac{(1-g)^2}{g(2-g)} p_{c2} = \frac{(1-g)^2}{g(2-g)} 2I_2''^2 r_2'. \qquad (25\text{-}14)$$

25-3. Diagramme de cercle d'un moteur monophasé

L'influence du glissement g dans la région considérée de sa variation ($-\infty < g < 1$) sur la valeur du courant du circuit magnétisant du schéma de la fig. 24-4,*b* n'est pas grande et on peut admettre que le courant dans ce circuit est égal à sa valeur pour $g = 0$ [égalité (25-6)]. Dans la zone des charges normales ($0 < g \ll 1$) dans le dénominateur de (25-7) le terme $\frac{r_2'}{g}\sigma_1^2$ a une importance dominante par rapport au terme $\frac{r_2'}{2-g}\cdot\frac{\sigma_1}{\sigma_2^2}$ et pour cette raison ce dernier peut être remplacé par le terme $\frac{r_2'}{2-g}\sigma_1^2$ et la somme de ces deux termes sera :

$$\frac{r_2'}{g}\sigma_1^2 + \frac{r_2'}{2-g}\frac{\sigma_1}{\sigma_2^2} \approx \frac{r_2'}{g}\sigma_1^2 + \frac{r_2'}{2-g}\sigma_1^2 = \frac{2r_2'\sigma_1^2}{q},$$

où

$$q = g(2-g). \qquad (25\text{-}15)$$

Alors au lieu de (25-7) on obtient :

$$-\dot{I}_2'' = \frac{\dot{U}_1}{\left(r_1\sigma_1 + \frac{2r_2'\sigma_1^2}{q}\right) + j\left(x_1\sigma_1 + x_2'\sigma_1^2 + x_2'\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)}. \qquad (25\text{-}16)$$

Lorsque q varie dans les limites $-\infty \leqslant q \leqslant +\infty$, la fin du vecteur du courant $-\dot{I}_2''$ décrit un cercle de diamètre

$$D = \frac{U_1}{x_1\sigma_1 + x_2'\sigma_1^2 + x_2'\frac{\sigma_1}{\sigma_2}} \qquad (25\text{-}17)$$

de façon analogue au cas examiné dans le § 21-2.

Il en résulte que pour un moteur monophasé on obtient un diagramme de cercle représenté sur la fig. 25-5. La construction de ce diagramme et de ses échelles se fait de façon analogue à la construction du diagramme du cercle corrigé d'un moteur triphasé à cette différence près qu'au lieu de l'échelle de glissement g on obtient l'échelle du paramètre q et la valeur de g doit être déterminée à partir de q par la relation :

$$g = 1 - \sqrt{1-q}, \qquad (25\text{-}18)$$

qui découle de (25-15). Il faut avoir en vue que le diagramme est valable pour $-\infty \leqslant g \leqslant 1$ et pour les valeurs de q dans les limites $-\infty \leqslant q \leqslant 1$.

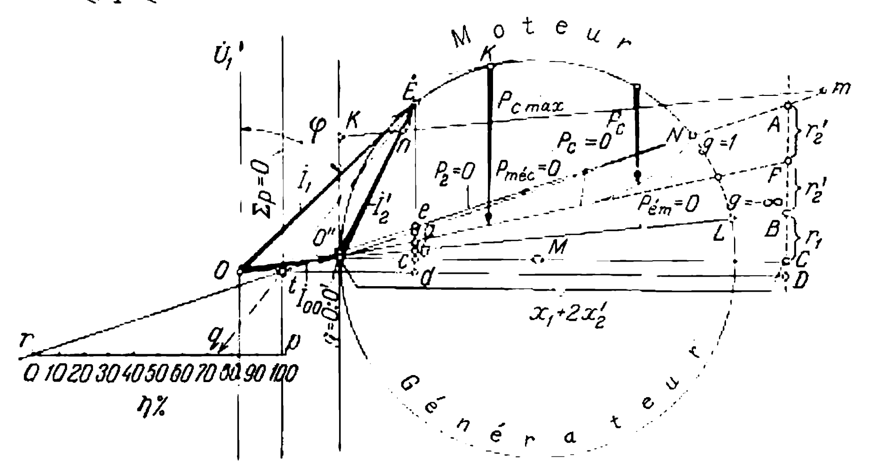


Fig. 25-5. Diagramme de cercle d'un moteur asynchrone monophasé.

De cette façon, le diagramme de cercle d'un moteur asynchrone monophasé a une double échelle du paramètre g (voir § 21-1, c).

25-4. Méthodes de démarrage et types des moteurs asynchrones monophasés

a) Méthodes de démarrage. Le moteur à un enroulement statorique lors de son branchement direct sur le réseau, comme on le voit de l'expression (25-11) et des diagrammes des couples de la fig. 25-2, a un couple nul à l'arrêt ($g = 1{,}0$). Pour cette raison le moteur doit être doté de dispositifs complémentaires qui lui permettraient de démarrer non seulement à vide mais aussi pour certaines valeurs du couple résistant sur l'arbre. Pour créer un couple de démarrage le moteur doit avoir, lorsqu'il est immobile, un champ tournant, comme dans un moteur asynchrone triphasé, ou au moins un champ inverse plus faible que le champ direct.

Pour créer le champ tournant il faut avoir sur le stator des enroulements dont les axes sont décalés dans l'espace et dont les courants sont décalés dans le temps. A cette fin on place sur le stator, en plus de l'enroulement de travail principal, un enroulement complémentaire de démarrage.

Dans les moteurs monophasés l'enroulement de travail n'occupe généralement que les $\frac{2}{3}$ d'un pas polaire, ce qui permet d'obtenir un facteur de bobinage $k_b \approx 0{,}827$. Le remplissage des autres encoches par l'enroulement n'est pas rationnel car on obtient alors

une valeur si réduite du facteur de bobinage (jusqu'à $k_b \approx \approx \frac{2}{\pi} = 0{,}638$) que l'utilisation du cuivre de l'enroulement statorique est bien faible. Les encoches statoriques qui restent vides ($\frac{1}{3}$ du nombre total) peuvent être remplies par l'enroulement de démarrage auxiliaire dont l'axe est décalé dans l'espace par rapport à l'axe de l'enroulement principal de 90°. On peut obtenir un tel système de deux enroulements à partir d'un enroulement triphasé connecté en étoile en déconnectant une phase et en l'utilisant comme phase de démarrage, les deux autres phases branchées en série sont alors utilisées comme une phase de travail (fig. 25-6).

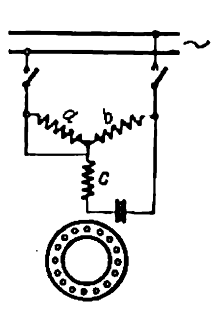


Fig. 25-6. Schéma d'utilisation d'un moteur asynchrone triphasé comme moteur à condensateur.

Les enroulements de travail et de démarrage sont connectés au même réseau monophasé. Pour décaler dans le temps le courant de l'enroulement de démarrage par rapport au courant de l'enroulement de travail on insère dans l'enroulement de démarrage une résistance, une inductance ou une capacité (un condensateur). En utilisant des résistances et des inductances on ne peut pas obtenir un décalage des courants de 90° dans les phases et pour cette raison on ne peut pas obtenir un champ tournant. Il en résulte que le couple de démarrage sera relativement faible.

On obtient de meilleurs résultats en utilisant des condensateurs et de tels moteurs sont appelés moteurs à condensateur. On peut choisir la valeur de la capacité de façon que le courant de l'enroulement de démarrage pour $g = 1$ soit décalé de 90° par rapport au courant de l'enroulement de travail et les courants des enroulements soient d'intensité telle que les flux engendrés par eux seront égaux. Lors du décollage le moteur aura un champ tournant circulaire, c'est-à-dire que le champ inverse sera absent. Le moteur développe alors un couple de démarrage initial assez grand.

L'enroulement auxiliaire avec condensateur peut être laissé en circuit lorsque le moteur fonctionne normalement. Le champ inverse est alors affaibli et le facteur de puissance du moteur est amélioré. Mais la valeur de la capacité, optimale pour le démarrage, est trop grande pour les régimes de travail. Pour cette raison après la fin du démarrage toute la capacité ou une partie de celle-ci est débranchée. Le débranchement est souvent réalisé par un interrupteur automatique centrifuge ou par un relais temporisé lors de l'atteinte d'une vitesse égale à 75 ou 80 % de la vitesse de synchronisme.

Lorsqu'on veut que la phase auxiliaire avec le condensateur reste branchée aussi durant le travail, les deux phases de l'enroulement sont fabriquées avec une zone de 90°.

Dans les moteurs triphasés le troisième harmonique spatial du champ dans l'entrefer disparaît (voir § 4-4). Mais les enroulements monophasés et diphasés peuvent créer un troisième harmonique du champ relativement fort qui peut donner naissance à une forte déformation de la courbe du couple moteur, ce qui rend difficile le démarrage du moteur (voir § 20-13). Afin d'éviter cela, l'enroulement statorique des moteurs monophasés est généralement réalisé avec un pas relatif $\beta = \frac{2}{3}$, par suite de quoi le coefficient de raccourcissement du pas du troisième harmonique devient nul et cet harmonique disparaît.

Les enroulements rotoriques des moteurs monophasés sont en cage d'écureuil.

b) Moteurs à condensateur. Examinons un peu plus en détail les conditions de travail d'un moteur à condensateur.

Pour assurer les meilleures conditions de travail d'un moteur à condensateur on doit y créer un champ tournant. Pour cela il faut introduire dans le circuit de l'enroulement b (fig. 25-7) une capacité C telle pour laquelle les F.M.M. F_A et F_B, créées par les enroulements a et b, formeraient un système diphasé symétrique, c'est-à-dire qu'elles seraient égales en valeur et décalées l'une par rapport à l'autre de 90° dans l'espace et dans le temps. Le décalage des F.M.M. dans l'espace est assuré par la disposition correspondante des enroulements sur le stator tandis que le décalage des F.M.M. dans le temps est assuré par la capacité C. S'il s'agissait d'un moteur diphasé, dans lequel les enroulements a et b étaient identiques ($w_A = w_B$, $k_{bA} = k_{bB}$), pour la création d'un champ tournant il aurait fallu appliquer aux enroulements a et b une tension diphasée symétrique $\dot{U}_A = j\dot{U}_B$ et nous aurions un système symétrique de courants $\dot{I}_A = j\dot{I}_B$. Dans le cas considéré $w_A k_{bA} \neq w_B k_{bB}$, mais les conditions de création d'un champ tournant restent les mêmes, c'est-à-dire que

$$\dot{U}_A = j\frac{w_A k_{bA}}{w_B k_{bB}}\dot{U}_B \tag{25-19a}$$

et

$$\dot{F}_A = j\dot{F}_B; \quad \dot{I}_A w_A k_{bA} = j\dot{I}_B w_B k_{bB}. \tag{25-19b}$$

En multipliant les membres droits et gauches de ces expressions, on obtient que $U_A I_A = U_B I_B$, c'est-à-dire que les puissances apparentes des deux enroulements doivent être égales. De plus, les F.M.M. $\boldsymbol{F}_A$ et $\boldsymbol{F}_B$ se trouvent dans des conditions identiques par rapport au rotor, ce qui fait que les enroulements a et b développent les mêmes puissances actives, c'est-à-dire que $U_A I_A \cos\varphi_A = U_B I_B \cos\varphi_B$; il en résulte que $\varphi_A = \varphi_B$. Le diagramme vectoriel

correspondant est présenté sur la fig. 25-8. On voit d'après ce diagramme que la tension aux bornes du condensateur est $U_C = \sqrt{U_A^2 + U_B^2}$. Si on néglige les pertes dans le condensateur, le

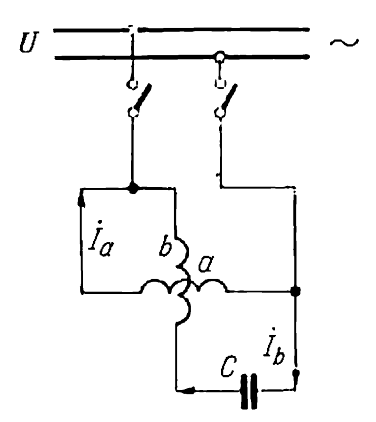


Fig. 25-7. Schéma des circuits statoriques d'un moteur à condensateur.

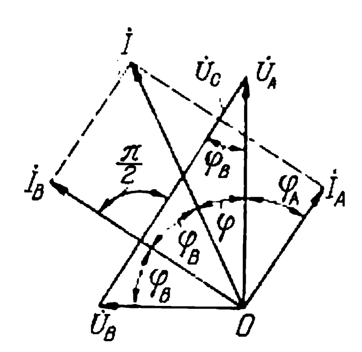


Fig. 25-8. Diagramme vectoriel d'un moteur à condensateur pour un champ circulaire.

vecteur de la tension U_C doit être perpendiculaire au vecteur du courant I_B; on a donc:

$$U_C = \frac{U_B}{\sin \varphi_B}.$$

La capacité, nécessaire pour créer le champ tournant, est déterminée par la relation:

$$I_B = \frac{U_C}{x_C} = \frac{U_B}{\sin \varphi_B} \omega C,$$

d'où

$$C = \frac{I_B \sin \varphi_B}{\omega U_B}. \qquad (25\text{-}20)$$

La puissance d'un condensateur est:

$$P_C = U_C I_B = \frac{U_B I_B}{\sin \varphi_B}. \qquad (25\text{-}21)$$

D'autre part, la puissance totale absorbée par le moteur du réseau est:

$$P = U_A I = U_C I \cos \varphi_B = \frac{U_B I_B}{\sin \varphi_B}, \qquad (25\text{-}22)$$

c'est-à-dire que la puissance du condensateur est égale à la puissance totale du moteur.

On voit d'après le diagramme que $\varphi = 90° - 2\varphi_B = 90° - 2\varphi_A$; il en résulte que

$$\cos \varphi = \cos (90° - 2\varphi_A) = \sin 2\varphi_A, \qquad (25\text{-}23)$$

c'est-à-dire que le facteur de puissance d'un moteur à condensateur est très proche de l'unité.

Mais il faut avoir en vue que pour la valeur donnée de C le champ tournant est créé seulement pour une valeur du courant I. Pour d'autres charges les conditions de travail d'un moteur à condensateur deviennent plus mauvaises. Pour les maintenir au niveau requis on peut régler la capacité par échelons mais cela complique le schéma du moteur.

c) Moteurs à spires court-circuitées sur les pôles. Les stators de ces moteurs sont à pôles saillants sur lesquels est placé un enroulement monophasé (fig. 25-9) connecté au réseau. Une partie déterminée de chaque pôle est entourée d'une spire court-circuitée S

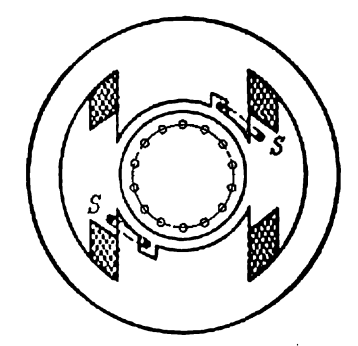


Fig. 25-9. Coupe transversale d'un moteur à spires court-circuitées sur les pôles.

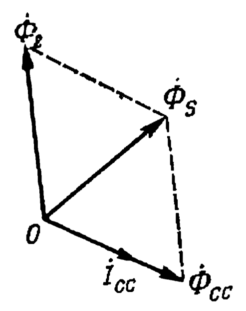


Fig. 25-10. Flux magnétiques des pôles du moteur selon la fig. 25-9.

(fig. 25-9). Le flux pulsatoire du pôle Φ_2 induit dans la spire court-circuitée un courant alternatif I_{cc} qui crée son flux pulsatoire Φ_{cc} (fig. 25-10). Il en résulte que sous la partie du pôle entourée de la spire court-circuitée agira un flux $\dot{\Phi}_s = \dot{\Phi}_2 + \dot{\Phi}_{cc}$ décalé dans le temps par rapport au flux Φ_2 sous le reste du pôle. De cette façon il apparaît un champ qui se rapproche jusqu'à un certain degré par sa nature du champ tournant, ce qui fait apparaître un certain couple de démarrage. Souvent, pour améliorer les caractéristiques d'un moteur, on place entre les pôles des shunts magnétiques.

d) Emploi des moteurs asynchrones monophasés. Les moteurs monophasés de faible puissance trouvent un emploi de plus en plus large dans différents appareils domestiques et industriels.

Comme il a été montré au § 10-3, la puissance d'une machine monophasée peut atteindre environ 70 % de la puissance d'une machine triphasée de mêmes dimensions. Mais les moteurs asynchrones monophasés auront alors une capacité de surcharge réduite par

suite de quoi la puissance des moteurs monophasés, sauf les moteurs à condensateur branché de façon permanente, est de 40 à 50 % de la puissance d'un moteur triphasé de mêmes dimensions.

La fig. 25-11 donne, d'après les données de Y. Tchetchet, les courbes des couples des moteurs asynchrones monophasés de différents types. Les courbes *1* correspondent au cas où l'enroulement de démarrage est branché et la courbe *2* correspond au cas où cet enroulement est débranché. Les courbes de la fig. 25-11 permettent de comparer les moteurs de différents types.

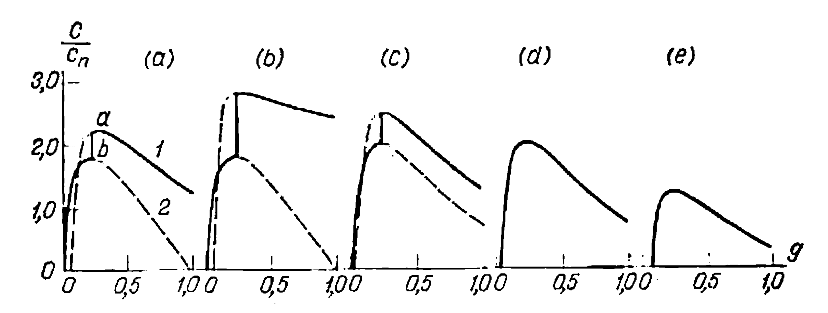


Fig. 25-11. Courbes des couples des moteurs asynchrones de faible puissance: *a*) à résistance augmentée de l'enroulement de démarrage; *b*) à condensateur de démarrage; *c*) à condensateur de démarrage et à condensateur branché constamment; *d*) à condensateur branché constamment; *e*) à spires court-circuitées sur les pôles.

Les moteurs à spires court-circuitées placées sur les pôles présentent les caractéristiques de démarrage et de travail (rendement, facteur de puissance, capacité de surcharge) les plus réduites. Pour cette raison leurs puissances sont comprises entre 5 et 25 watts. Ils sont montés sur de petits ventilateurs, tourne-disques, mécanismes d'avance des rubans de papier, etc.

Les moteurs à condensateur sont fabriqués pour les puissances de 50 watts et plus et les condensateurs électrolytiques de démarrage sont fixés directement sur la carcasse du moteur. Ces moteurs sont employés lorsque des couples de démarrage importants sont nécessaires: compresseurs, installations de conditionnement d'air, réfrigérateurs, etc.

Dans les moteurs à résistance augmentée dans le circuit de l'enroulement de démarrage (fig. 25-11,*a*) le plus souvent on n'utilise pas une résistance additionnelle séparée mais on augmente la résistance de l'enroulement même: 1) en diminuant la section du fil de l'enroulement, 2) en choisissant convenablement le nombre de sections et 3) en utilisant un enroulement bifilaire d'une partie des bobines. Bien que le couple de démarrage sur la fig. 25-11,*a* soit du même ordre que sur la fig. 25-11,*c* et *d*, dans le cas correspondant à la fig. 25-11,*a* on obtient cela par un fort courant de démarrage. Les moteurs à résistance augmentée dans le circuit de l'enroulement

de démarrage sont fabriqués pour les puissances de 30 à 200 watts et sont largement utilisés dans les cas où un très grand couple de démarrage n'est pas nécessaire (machines à laver, réfrigérateurs domestiques, appareils médicaux, etc.).

Exemple 25-1.

Construire les schémas équivalents et les diagrammes de cercle d'un moteur asynchrone monophasé de faible puissance de $P_2 = 50$ W, $U_1 = 380$ V, $I_{1ph} = 0{,}39$ A, $\eta = 0{,}48$, $\cos\varphi = 0{,}7$.

Dans l'exemple 21-2 nous avons indiqué les paramètres d'un moteur asynchrone triphasé de faible puissance, à rotor en court-circuit, connecté en étoile. Lorsque ce moteur est alimenté par un réseau monophasé, les phases a et b restent connectées au réseau d'alimentation en formant une phase équivalente $A = b - a$ et la phase c est connectée par une extrémité à la phase a du réseau monophasé et par l'autre extrémité elle est connectée par l'intermédiaire du condensateur C à l'autre phase b du réseau monophasé (fig. 25-6). De cette façon on forme un système de deux enroulements A et B à différents nombres équivalents de spires décalées dans l'espace de 90°. Si à l'aide du condensateur C les courants dans les phases A et B sont déphasés dans le temps, on peut former, en fonction de la valeur de la capacité du condensateur, un système diphasé symétrique (circulaire) ou asymétrique (elliptique) en régime de démarrage et en régimes de travail d'un moteur monophasé.

Les paramètres du moteur asynchrone triphasé normal initial à $2p = 4$ sont les suivants (voir l'exemple du chapitre XXI):

$$w_{1A} = 1016, \quad k_{b1} = 0{,}966, \quad x_1 = 60{,}6 \text{ ohms},$$
$$r_1 = 108{,}5 \text{ ohms}, \quad x_2' = 72 \text{ ohms}, \quad r_2' = 44 \text{ ohms},$$
$$x_m = 815 \text{ ohms}.$$

Lors de la connexion du moteur sur un système monophasé d'après le schéma de la fig. 25-6, le nombre de spires pour la phase A sera $w_A = 2w_1 = 2\,032$,

$$k_{bA} = \frac{\sqrt{3}}{2} k_{b1} = 0{,}866 \cdot 0{,}966 = 0{,}836.$$

Le nombre de spires de la phase B $w_{1B} = 1016$, $k_{bB} = k_{b1} = 0{,}966$. Les perméances pour les flux de dispersion

$$\lambda_{en1} = 2{,}4, \quad \Lambda_f = 2 \cdot 1{,}8 = 3{,}6\,;$$
$$\lambda_{d1} = \frac{m_1 q_1}{m_3 q_3} \cdot \left(\frac{k_{b1}}{k_{b3}}\right)^2 \cdot \frac{k_{d1}}{k_{d3}} \cdot \lambda_d = \frac{4 \cdot 0{,}836^2}{6 \cdot 0{,}966^2} \cdot \frac{0{,}034}{0{,}028} \cdot 2{,}27 = 1{,}3.$$

Le rapport de transformation de la phase de travail et de la phase de démarrage

$$k = \frac{w_{éqB}}{w_{éqA}} = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0{,}578.$$

Le coefficient de réduction des résistances du rotor au nombre de phases $m=2$ et au nombre de spires de la phase de travail A

$$k_{12}^2 = \frac{2w_{éqA}^2}{3w_{éqB}^2} = 2.$$

Les paramètres du schéma équivalent en T pour la phase A sont :

$$r_{1A} = 2r_1 = 2\cdot 108{,}5 = 217 \text{ ohms},$$

$$x_{1A} = 2x_1 = 2\cdot 60{,}6 = 121{,}2 \text{ ohms},$$

$$r'_{2A} = 2r'_2 = 2\cdot 44 = 88 \text{ ohms},$$

$$x'_{2A} = 2x'_2 = 2\cdot 72 = 144 \text{ ohms},$$

$$x_{mA} = \frac{1}{k^2}\, x_m = 3\cdot 815 = 2\,445 \text{ ohms}.$$

Les paramètres du schéma équivalent en T pour la phase B sont :

$$r_{1B} = r_1 = 108{,}5 \text{ ohms},$$

$$x_{1B} = x_1 = 60{,}6 \text{ ohms},$$

$$r'_{2B} = \frac{2}{3}\, r'_{2A} = \frac{2}{3}\cdot 88 = 58{,}7 \text{ ohms},$$

$$x'_{2B} = \frac{2}{3}\, x'_{2A} = \frac{2}{3}\cdot 144 = 96 \text{ ohms},$$

$$x_{mB} = x_m = 815 \text{ ohms},$$

$$\operatorname{tg}\psi_A = \frac{x_{1A}}{r_{1A}} = 0{,}56.$$

Trouvons les paramètres du schéma équivalent en L d'un moteur asynchrone monophasé d'après la fig. 25-4,b à circuit magnétisant rapporté aux bornes.

Les coefficients de correction sont :

$$\sigma_2 = 1 + \frac{x'_{2A}}{x_{mA}} = 1 + \frac{144}{2\,445} = 1{,}059\,;$$

$$\sigma_2^2 = 1{,}12\,;$$

$$\sigma_1 = 1 + \frac{x_{1A} + x'_{2A}\cdot\frac{1}{\sigma_2}}{x_{mA}} = \frac{1 + 121{,}8 + 144\cdot\frac{1}{1{,}059}}{2\,445} = 1{,}105.$$

$$\sigma_1^2 = 1{,}22.$$

Les résistances et les réactances sont :

$$X_1 = x_{1A}\cdot\sigma_1 = 121{,}2\cdot 1{,}105 = 134 \text{ ohms},$$

$$R_1 = r_{1A}\cdot\sigma_1 = 217\cdot 1{,}105 = 240 \text{ ohms},$$

$$X_2 = x'_{2A}\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} + \sigma_1^2\right) = 144\cdot(1{,}04 + 1{,}22) = 326 \text{ ohms},$$

$$R_2 = r'_{2A}\cdot\sigma_1^2 = 88\cdot 1{,}22 = 107 \text{ ohms},$$

$$R'_2 = r'_{2A}\cdot\frac{\sigma_1}{\sigma_2^2} \approx r'_{2A} = 88 \text{ ohms},$$

$$X_{II} = X_1 + X_2 = 134 + 326 = 460 \text{ ohms}.$$

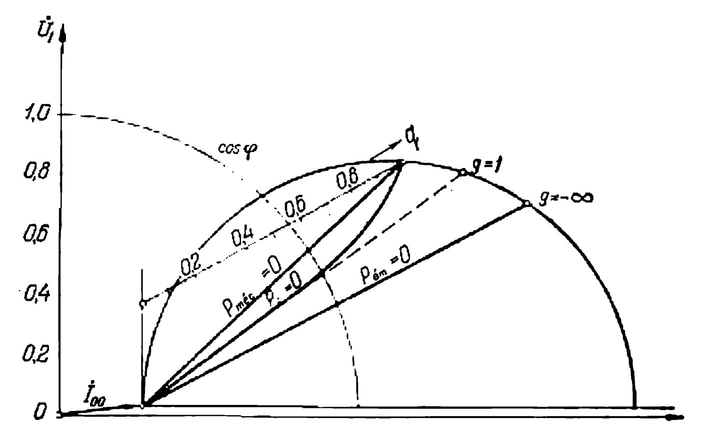


Fig. 25-12. **Diagramme de cercle d'un moteur asynchrone monophasé d'après les données de l'exemple 25-1.**

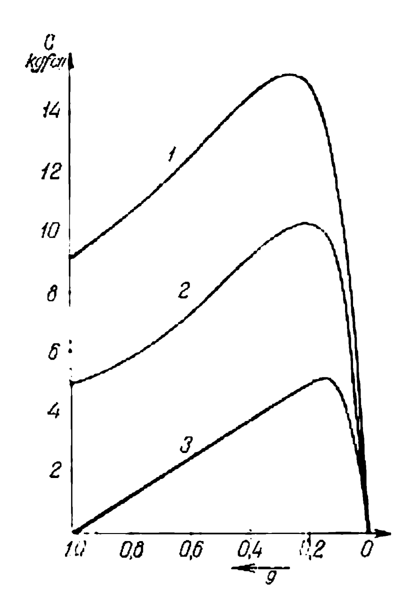


Fig. 25-13. Caractéristiques mécaniques d'un moteur asynchrone de faible puissance :

1 — moteur à alimentation triphasée symétrique; *2* — moteur à condensateur; *3* — moteur monophasé.

Le circuit magnétisant pour $g < 0,1$

$$R_m \approx r_{1A} + \frac{r'_{2A}}{2} \cdot \frac{1}{\sigma_2^2} = 217 + \frac{88}{2} \cdot \frac{1}{1,12} = 256,4 \text{ ohms},$$

$$X_m = x_{1A} + x'_{2A} \cdot \frac{1}{\sigma_2} + x_m = 121,2 + \frac{144}{1,059} + 2\,445 = 2\,702 \text{ ohms},$$

$$\dot{I}_{00} = \frac{\dot{U}_1 (R_m - jX_m)}{R_m^2 + X_m^2} = \frac{380\,(256,4 - j2\,702)}{256,4^2 + 2\,702^2} = 0,0132 - j0,139;$$

$$D \approx \frac{U_1}{X_{1I}} = \frac{380}{460} = 0,825 \text{ A};$$

$$\psi = \operatorname{arctg} \frac{r_{1A}}{x_{1A} + x_m} = \operatorname{arctg} \frac{217}{121,2 + 2445} = \operatorname{arctg} 0,0815;$$

$$\psi = 4°50'.$$

D'après ces données on a construit sur la fig. 25-12 le diagramme de cercle pour un moteur asynchrone monophasé.

En adoptant différentes valeurs de q qui fait partie de l'expression du glissement, on trouve d'après la formule (25-18) la valeur de g:

q	0,1	0,2	0,27	0,4	0,6	0,8	0,9
$\sqrt{1-q}$	0,95	0,895	0,885	0,775	0,682	0,447	0,312
g	0,05	0,105	0,145	0,225	0,368	0,553	0,668

La caractéristique mécanique d'un moteur monophasé, construite sur la base de ce diagramme de cercle, est indiquée sur la fig. 25-13 (courbe *3*). Pour pouvoir faire la comparaison on y a représenté les caractéristiques mécaniques d'un moteur asynchrone monophasé à capacité (*2*) dans la phase c et à alimentation triphasée symétrique (*1*).

Chapitre XXVI

RÉGIMES ET TYPES SPÉCIAUX DES MACHINES ASYNCHRONES

26-1. Fonctionnement d'un moteur asynchrone dans des conditions anormales

Dans certaines conditions, en particulier lorsqu'il s'agit des réseaux de faible puissance, la tension aux bornes du moteur et la fréquence peuvent différer des valeurs nominales, étant le plus souvent plus basses. La tension du réseau peut aussi être non symétrique ou non sinusoïdale. En outre, par suite de certaines défectuosités, les résistances des circuits statorique ou rotorique peuvent être non symétriques. Dans ces cas, les conditions de fonctionnement du moteur deviennent compliquées.

Plus haut, dans le chapitre XIII, en examinant le processus de démarrage d'un moteur synchrone, nous avons analysé les phénomènes qui prennent naissance lorsque l'enroulement du rotor n'est pas symétrique. De telles conditions, en ce qui concerne le moteur asynchrone, peuvent être créées lors de la coupure du circuit de l'une des phases du rotor du moteur à bagues. Dans le chapitre XXIV nous avons également examiné les conditions de fonctionnement d'un moteur lors de la variation simultanée de la tension et de la fréquence. Nous allons examiner maintenant d'autres régimes anormaux ayant une importance pratique.

a) Fonctionnement d'un moteur asynchrone à $U_1 \neq U_n$ et f = const. Admettons que la courbe *1* sur la fig. 26-1 représente $C = f(g)$ pour $U_1 = U_n$. Nous admettrons aussi que le couple résistant sur l'arbre est donné et ne dépend pas de la vitesse de rotation, c'est-à-dire que C_{st} = const. A ce couple correspondent sur la courbe *1* le point b et le glissement $g = ab$. Supposons que la tension U_1 appliquée au moteur diminue de y fois. Dans ce cas, le couple de démarrage et le couple maximal du moteur diminuent de y^2 fois [formules (20-32) et (20-34)]. Sur la fig. 26-1 pour les deux valeurs différentes de y on obtient les courbes *2* et *3* qui ont leur maximum pour le même glissement g_m que précédemment [formule (20-28)].

Si on néglige la chute de tension dans l'enroulement statorique, on a $U \approx E_1 \equiv \Phi_m$. Il en résulte que lors de la diminution de la tension de y fois la force contre-électromotrice E_1 et le flux Φ_m diminuent dans le même degré. Vu que le couple $C = c_m I_2 \Phi_m$

[formule (24-3)] doit rester constant, le glissement du moteur doit augmenter de façon que le courant I_2 change par rapport au flux, c'est-à-dire qu'il augmente de y fois. Mais

$$g = \frac{p_{c2}}{P_{\text{ém}}} = \frac{m_1 I_2'^2 r_2}{C\Omega_1}$$

[formule (20-20)] et on a ici:

$$P_{\text{ém}} = C\Omega_1 = \text{const.}$$

Le glissement g varie donc de y^2 fois (en réalité un peu plus) et la vitesse de rotation du rotor est:

$$n = n_1 (1 - gy^2).$$

Si $C_{\text{st}} = C_{\text{n}}$ et $k_m = \frac{C_{\text{max}}}{C_{\text{n}}} = 2$, pour $y = 1{,}4$, c'est-à-dire pour $U_1 = 0{,}7U_{\text{n}}$, le moteur marchera à la limite de stabilité et pour une diminution plus grande de la tension il s'arrêtera.

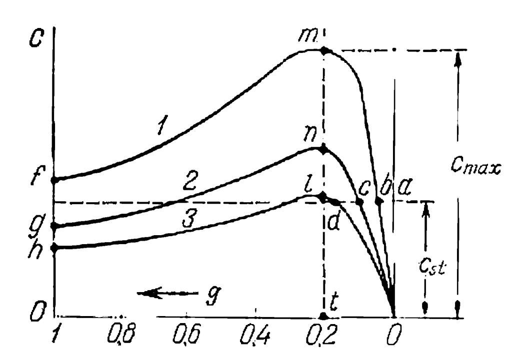


Fig. 26-1. Courbes des couples moteurs pour différentes valeurs de la tension primaire.

Généralement $g \approx 0{,}04$; la vitesse de rotation du moteur passera donc de $n = n_1 (1 - 0{,}04) = 0{,}96n_1$ avec $U_1 = U_{\text{n}}$ à $n = n_1 (1 - 0{,}04 \cdot 1{,}4^2) \approx 0{,}92n_1$ avec $U_1 \approx 0{,}7U_{\text{n}}$. De cette façon, l'influence de la baisse de tension sur la vitesse de rotation du moteur est relativement faible.

Le facteur de puissance lors d'une baisse de la tension tend à augmenter et cette augmentation est surtout accusée pour de faibles charges car le courant magnétisant du moteur diminue (voir fig. 22-10,*b*, *c*).

En ce qui concerne les pertes, la baisse de la tension influe de la façon suivante: a) les pertes mécaniques restent pratiquement les mêmes; b) les pertes dans le fer diminuent à peu près proportionnellement au carré de la tension; c) les pertes dans l'enroulement rotorique augmentent proportionnellement à I_2^2; d) les pertes dans l'enrou-

lement statorique dépendent de la relation entre les courants I_0 et I''_2 dont le premier diminue et le second augmente. Dans l'ensemble le rendement du moteur à faible charge (jusqu'à 40 %) augmente un peu et ensuite commence à diminuer rapidement (voir fig. 22-10,*a*)

Le diagramme de cercle nous fournit une réponse plus précise à la question concernant la variation des caractéristiques du moteur lors de la diminution de la tension U_1. A cette fin il faut avoir les données de la marche à vide et du court-circuit qui correspondent à la nouvelle tension. Souvent ces données manquent et on dispose seulement des données concernant la tension nominale. Si on n'a pas besoin d'une très grande précision, on peut admettre que le courant de court-circuit I_{cc} varie proportionnellement à la tension. Le problème est un peu plus compliqué en ce qui concerne le courant à vide I_0 car lors de la variation de U_1 la saturation du fer varie. Dans ce cas, on peut utiliser la relation empirique suivante:

$$I_0 = \frac{0,18 + 0,16U_1}{1 - 0,66U_1} I_{0n}, \tag{26-1}$$

où I_0 est le courant à vide cherché, U_1 la tension exprimée en parts de la tension nominale et I_{0n} le courant à vide pour $U_1 = U_n$.

La formule (26-1) a été établie d'après les résultats des essais des moteurs normalement saturés et elle donne des résultats satisfaisants lorsque la tension varie de $0,6U_n$ à $1,25U_n$

b) Fonctionnement d'un moteur asynchrone normal à $f \neq f_n$, U_1 = const et C = const. Comme dans le cas précédent, on peut tracer pour la nouvelle fréquence un nouveau diagramme de cercle d'après les nouvelles données concernant la marche à vide et le court-circuit.

Le raisonnement que nous allons développer rappelle beaucoup le cas précédent. En effet, supposons que U_1 = const ; dans ce cas, il résulte de la condition d'équilibre des F.É.M. ($U_1 \approx E_1 = cf\Phi_m =$ = const) que lors de la variation de la fréquence le flux Φ_m varie dans un sens inverse par rapport à la fréquence.

Si, par exemple, la fréquence a augmenté de 20 %, le flux diminue jusqu'à $\frac{1}{1,2}$ de sa valeur initiale. Pour cette raison, en déterminant le courant I_0 on peut utiliser la formule (26-1) en y changeant U_1 dans le rapport $f : f_n$.

Le diamètre du cercle de courant déterminé par le rapport $\frac{U_1}{x_1 + x'_2}$ varie à raison inverse de la fréquence.

Lors de la détermination du courant de court-circuit I_{cc} et de sa phase on peut admettre que dans les moteurs sans refoulement du courant r_{cc} = const et $x_{cc} = x_{ccn} \frac{f}{f_n}$, où x_{cc} et x_{ccn} sont des réactan-

ces correspondant aux fréquences f et f_n. On a alors:

$$I_{cc}=\frac{U_1}{\sqrt{r_{cc}^2+\left(x_{ccn}\frac{f}{f_n}\right)^2}}$$

et

$$\cos\varphi_{cc}=\frac{r_{cc}}{\sqrt{r_{cc}^2+\left(x_{ccn}\frac{f}{f_n}\right)^2}} \qquad (26\text{-}2)$$

Si le couple est donné, le courant I_2 varie presque proportionnellement à la fréquence. On voit d'après l'expression pour le glissement [formule (20-61)] qu'il varie aussi proportionnellement à la fréquence.

Le facteur de puissance tend à augmenter avec l'accroissement de la fréquence et à diminuer considérablement avec la diminution de cette dernière. Le diagramme de cercle nous fournit une réponse précise.

En ce qui concerne le rendement, l'influence de la fréquence est assez complexe. Si, par exemple, la fréquence augmente, les pertes mécaniques augmentent simultanément. Sur les pertes dans le fer influent, d'une part, l'accroissement de la fréquence et, d autre part, la diminution du flux et par conséquent celle de l'induction; la seconde cause a une importance prédominante. Pour les marques courantes du fer on peut admettre en première approximation que $p_f\equiv\sqrt{\frac{f_n}{f}}$. Les pertes dans l'enroulement rotorique augmentent proportionnellement au carré de la fréquence et les pertes dans l'enroulement statorique dépendent de la relation entre les courants I_0 et I_2' dont le premier diminue et le second augmente.

Dans l'ensemble les pertes dans le moteur augmentent mais la puissance utile augmente aussi:

$$P_2=\Omega C_2=2\pi n C_2.$$

Pour cette raison le rendement du moteur varie peu en fonction de la fréquence.

Le couple maximal du moteur varie en raison inverse du carré de la fréquence.

Le cas où la tension varie simultanément avec la fréquence de façon que $U:f$ = const présente un grand intérêt pratique. Nous avons examiné ce cas au § 24-3.

c) Fonctionnement d'un moteur sous tension non sinusoïdale. Dans ce cas, on développe la tension non sinusoïdale en une série d'harmoniques et on étudie l'action de chaque harmonique séparément. On obtient, pour ainsi dire, un certain nombre de moteurs calés sur le même arbre et tournant à la même vitesse n mais alimentés par des réseaux à différentes tensions U_1, U_3, . . . U_ν et

à différentes fréquences f_1, $f_3 = 3f_1$, . . ., $f_\nu = \nu f_1$, où ν est l'ordre de l'harmonique dans le temps.

Aux harmoniques de tension correspondent les harmoniques de courant I_1, I_3, . . ., I_ν dont chacun crée l'harmonique fondamental et les harmoniques supérieurs de la F.M.M. Si on envisage seulement les premiers harmoniques de F.M.M., leur vitesse de rotation dans l'espace est νn_1. Le glissement qui correspond à l'harmonique de l'ordre ν du courant est:

$$g_\nu = \frac{\nu n_1 \mp n}{\nu n_1} \approx 1 \mp \frac{1}{\nu}.$$

Le signe « moins » correspond aux F.M.M. qui tournent dans le sens de la F.M.M. principale et le signe «plus» correspond aux F.M.M. qui tournent en sens inverse.

Pour chacun des moteurs formés par les harmoniques de tensions on peut donner un schéma équivalent qui diffère du schéma équivalent de l'harmonique fondamental seulement par les paramètres. Pour les moteurs sans refoulement du courant on peut admettre que

$$r_{1\nu} = r_1; \quad r'_{2\nu} = r'_2; \quad x_{1\nu} = \nu x_1;$$
$$x'_{2\nu} = \nu x'_2; \quad r'_{m\nu} \approx 0; \quad x_{m\nu} = \nu x_0.$$

Si on ne tient pas compte du circuit magnétisant on a:

$$\cos\varphi_\nu = \frac{r_1 + \frac{\nu r'_2}{\nu \mp 1}}{\sqrt{\left(r_1 + \frac{\nu r'_2}{\nu \mp 1}\right)^2 + \nu^2 (x_1 + x'_2)^2}}. \qquad (26\text{-}3)$$

On voit d'après cette formule que $\cos\varphi_\nu$ est très petit, c'est-à-dire que les courants créés par les harmoniques supérieurs de tensions sont presque entièrement inductifs. On peut donc admettre que l'influence des harmoniques supérieurs des tensions est équivalente à un certain accroissement des réactances x_1 et x'_2 avec tout ce qui en résulte, c'est-à-dire une diminution du $\cos\varphi$, de η et de C_{max}. D'ailleurs l'influence de la tension non sinusoïdale se fait sentir relativement peu, même dans le cas d'une forte distorsion de la courbe de tension. Ainsi, lorsque les amplitudes du 5e et du 7e harmonique des tensions représentent respectivement 20 et 15 % de l'amplitude de l'harmonique fondamental le $\cos\varphi$ maximal diminue alors, d'après les études faites, d'environ 2,6 % par rapport au $\cos\varphi$ qu'on a avec une tension sinusoïdale. En pratique, la déformation de la courbe de tension et son influence sur les caractéristiques du moteur sont beaucoup plus petites.

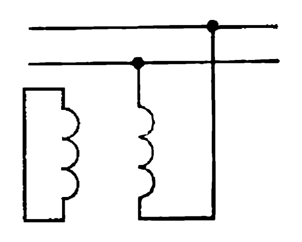
c) Fonctionnement d'un moteur sous tension non symétrique. Un système non symétrique de tensions primaires peut être développé en systèmes de séquences directe, inverse et homopolaire. Un système de tensions de séquence homopolaire, lors de la connexion des enroulements en triangle ou en étoile avec le point neutre que n'est

pas à la terre, comme cela a généralement lieu dans les moteurs asynchrones, n'aura aucune influence sur la marche du moteur et on peut ne pas lui accorder une attention quelconque. Le système de séquence inverse crée un champ tournant inverse dont l'action a été examinée dans le chapitre XXV où il s'agissait des moteurs monophasés. Le système de séquence inverse diminue le couple moteur utile et crée des pertes supplémentaires et pour cette raison il faut limiter la charge du moteur.

26-2. Freinage électrique des moteurs asynchrones

Pour exécuter correctement le processus de production, de nombreuses installations exigent un freinage rapide et progressif du moteur, ayant lieu exactement selon le diagramme de vitesse donné. Le freinage peut être réalisé mécaniquement ou électriquement, mais le freinage électrique présente plusieurs avantages, surtout lorsqu'il faut régler de façon précise l'instant d'arrêt et la progressivité de l'opération.

On connaît trois méthodes principales de freinage électrique des moteurs asynchrones: a) régime de contre-courant ou régime de frein électromagnétique, b) régime de freinage en générateur et c) régime de freinage dynamique.



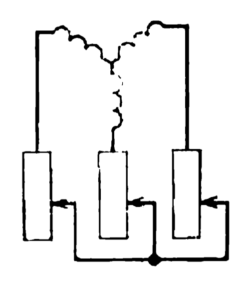


Fig. 26-2. Schéma de freinage d'un moteur asynchrone.

a) Freinage d'un moteur par contre-courant. Lors du freinage d'un moteur d'après cette méthode on change le sens de rotation du champ par commutation de deux fils quelconques venant au stator. Dans ce cas, le rotor tourne dans le sens inverse de celui du champ avec le glissement $g > 1$. Si le moteur est doté d'un rotor à bagues, on introduit dans le circuit rotorique une résistance r_{ad} pour limiter le contre-courant. Nous avons déjà vu (fig. 22-4) qu'avec l'accroissement de r_{ad} le maximum du couple, en restant constant en valeur, se déplace dans le sens des glissements positifs de plus en plus grands. On peut donc choisir une résistance r_{ad} pour laquelle le moteur asynchrone, après avoir passé en régime de freinage électromagnétique, développerait un couple de freinage nécessaire. Mais les courbes $C = f(g)$ deviennent à pente très douce.

Le schéma très répandu est indiqué sur la fig. 26-2. Sa particularité consiste en ce que lors du freinage le stator du moteur est

branché sur le réseau comme un stator monophasé et puis que les deux enroulements de phase sont court-circuités. Ce dernier point est particulièrement important car sans un circuit court-circuité nous aurions un moteur monophasé ordinaire sans régime de freinage.

L'analyse de ce schéma montre que tout se passe comme si nous avions sur le même arbre deux moteurs triphasés développant des couples opposés. Les caractéristiques de freinage de ce schéma sont favorables mais ce dernier présente les défauts suivants : l'utilisation plus mauvaise de la machine monophasée par rapport à celle triphasée, l'influence défavorable d'une charge monophasée sur la symétrie de la tension du réseau triphasé et le facteur de puissance réduit. Mais dans la plupart des cas ces défauts n'ont pas une grande importance.

b) Régime de freinage en générateur. Ce régime est employé surtout pour les moteurs à commutation des pôles. Si le moteur fonctionne à nombre de pôles $2p$ plus petit, c'est-à-dire à une plus grande vitesse $n_1 = \frac{f}{p}$, en le commutant sur un nombre de pôles plus grand $2 \cdot 2p$ nous réaliserons le freinage en générateur dans les limites comprises entre $n_1 = \frac{f}{p}$ et $n'_1 = \frac{f}{2p}$. Pour continuer à freiner la machine au-dessous de la vitesse n'_1 il faut la freiner par contre-courant.

Le régime de freinage en générateur est utilisé dans les installations de levage et de manutention lors de la descente de lourdes charges. Dans ce cas, la machine fournit au réseau l'énergie qui lui est cédée par la charge descendante.

Fig. 26-3. Schéma de freinage dynamique d'un moteur à rotor en court-circuit.

c) Régime de freinage dynamique. Pour ce régime le stator est débranché du réseau et est excité en courant continu par une source de courant continu comme une excitatrice ou un redresseur. Un des schémas possibles est présenté sur la fig. 26-3, où St est le stator dont les deux enroulements de phase, connectés en série, sont alimentés lors du freinage par le redresseur sec RS ; R_{cc} est le rotor en court-circuit ; P_1 et P_2 sont les interrupteurs mettant en circuit le redresseur pour le freinage. D'autres schémas de connexion des enroulements statoriques sont possibles, par exemple : tous les trois enroulements de phase sont connectés en série suivant le schéma $(A - X) -$

— $(Y - B) - (Z - C)$, les deux enroulements sont branchés en parallèle et en série avec le troisième, etc.

On voit d'après le schéma de la fig. 26-3 qu'en régime de freinage dynamique la machine asynchrone représente un générateur synchrone transformé dans lequel le stator crée un champ immobile dans l'espace et le rotor représente l'induit du générateur. L'énergie de freinage est absorbée par le rotor. Dans les moteurs à bagues on peut, lors du freinage, introduire une résistance r_{ad} et agir ainsi sur la courbe du couple de freinage de la machine qui, comme le montre l'analyse, est presque identique à la courbe du couple d'une machine asynchrone. Dans les moteurs à rotor en court-circuit, la variation du couple résistant est obtenue par réglage de la tension du courant continu. Il faut tenir compte alors des forces d'attraction unilatérale entre le stator et le rotor.

26-3. Fonctionnement d'un moteur asynchrone en régime de double alimentation

Généralement le moteur asynchrone est alimenté par le stator, mais lorsqu'il s'agit des moteurs à bagues on peut faire venir l'énergie aux deux parties de la machine, c'est-à-dire au stator et au rotor, en connectant à cette fin leurs enroulements en série ou en parallèle.

Un tel moteur est dit moteur à double alimentation.

Supposons que le stator et le rotor soient connectés en parallèle (fig. 26-4) et élucidons les conditions nécessaires pour le fonctionnement du moteur à double alimentation.

Le courant I_1 venant du réseau au stator crée une F.M.M. dont le premier harmonique tourne par rapport au stator à la vitesse $n_1 = \frac{f}{p}$.

Le courant I_2 venant du réseau au rotor crée une F.M.M. qui tourne par rapport au rotor à la vitesse $n_2 = n_1 = \frac{f}{p}$. Le sens de rotation de cette F.M.M. peut coïncider avec le sens de rotation du rotor ou être inverse. Si n est la vitesse de rotation du rotor, dans le premier cas la vitesse de rotation de la F.M.M. rotorique est $n + n_2$ et dans le second cas elle est $n - n_2$.

Pour créer un couple moteur il faut que les F.M.M. du stator et du rotor (les premiers harmoniques) soient fixes l'une par rapport à l'autre, c'est-à-dire que

$$n_1 = n \pm n_2 \quad \text{ou} \quad n = n_1 \mp n_2. \tag{26-4}$$

Dans cette dernière expression le signe supérieur se rapporte au cas où la F.M.M. du rotor tourne dans le même sens que le rotor et le signe inférieur se rapporte au cas lorsqu'elle tourne en sens opposé.

Vu que $n_1 = n_2$, le moteur fonctionne en régime de double alimentation pour: a) $n = 0$ et b) $n = 2n_1$. Dans le second cas nous avons une machine tournant à une vitesse double de celle de synchronisme et ayant plusieurs propriétés d'une machine synchrone. En particulier, pour réaliser le régime de la vitesse double le moteur doit être amené à cette vitesse par des moyens extérieurs. Une telle machine présente également le défaut d'avoir une grande tendance au pompage.

Pour U = const le flux Φ de la machine à double alimentation reste pratiquement constant et par conséquent la F.M.M. résultante

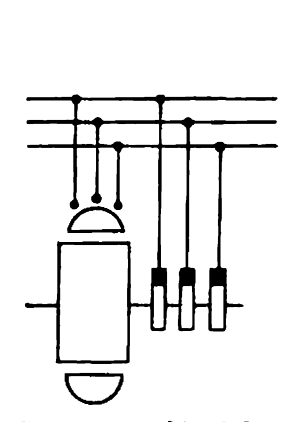


Fig. 26-4. Machine à double alimentation.

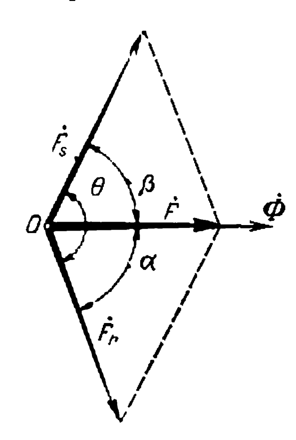


Fig. 26-5. Diagramme de F.M.M. d'un moteur à double alimentation.

F_m des enroulements rotorique et statorique reste également constante. Lors de la marche à vide les axes des F.M.M. de l'enroulement statorique F_1 et de l'enroulement rotorique F_2 coïncident et pour cette raison, en examinant F_1 et F_2 comme des vecteurs spatiaux, on peut écrire:

$$\dot{F}_1 + \dot{F}_2 = \dot{F}_m.$$

Lorsque le moteur est chargé son rotor est décalé d'un certain angle θ par rapport au stator et on a alors:

$$\dot{F}_1 + \dot{F}_2 \varepsilon^{-j\theta} = \dot{F}_m,$$

à quoi correspond le diagramme vectoriel de la fig. 26-5. Les F.M.M. $\dot{F}_1$ et $\dot{F}_2$ augmenteront en valeur et avec elles augmenteront les courants du stator et du rotor.

Un moteur à double alimentation peut fonctionner aussi en régime de vitesse asynchrone mais la machine envoie alors dans le réseau des courants à fréquence de glissement qui agissent de façon

nuisible sur la marche du réseau et des alternateurs synchrones qui l'alimentent. Pour cette raison l'importance pratique des machines asynchrones à double alimentation travaillant en régimes de vitesse synchrone et de vitesse asynchrone n'est pas bien grande.

Dans le cas général, la machine à double alimentation peut être alimentée par des réseaux de différentes tensions et fréquences et avoir un stator et un rotor à paramètres différents. Ce cas a été étudié par V. Kassianov qui a donné des expressions générales pour les courants et les F.É.M. d'une telle machine et a montré qu'elle peut être considérée comme le cas général d'une machine à courant alternatif.

Les machines à double alimentation triphasées et surtout monophasées sont largement utilisées dans les systèmes de liaison synchrone.

26-4. Fonctionnement d'une machine asynchrone dans les systèmes de liaison synchrone

Par système de liaison synchrone on entend une connexion électrique de deux ou de plusieurs machines (dont l'une est transmetteur et l'autre ou les autres sont récepteurs) telle avec laquelle le déplacement synchrone du transmetteur et des récepteurs est assuré.

Les plus répandus sont les systèmes de liaison synchrone à induction avec utilisation des machines triphasées ou monophasées fonctionnant dans ces systèmes en régime de double alimentation.

La fig. 26-6 donne le système triphasé de liaison synchrone le plus simple qui représente la connexion de deux machines asynchrones triphasées *I* et *II* dont l'une, par exemple, la machine *I*, est transmetteur et l'autre fonctionne comme récepteur. Les enroulements primaires de ces machines sont connectés sur le réseau tandis que les enroulements secondaires sont opposés l'un à l'autre, par suite de quoi, pour des positions identiques dans l'espace des rotors des machines, les F.É.M. secondaires de celles-ci s'équilibrent, les courants dans le circuit secondaire du système sont absents et les machines se trouvent au repos.

Pour un décalage de l'un des rotors par rapport à l'autre d'un angle θ les F.É.M. secondaires sont décalées d'un angle électrique θ par rapport aux F.É.M. secondaires de l'autre machine.

Admettons, par exemple, que le rotor de la machine *I* soit décalé d'un angle θ dans le sens de rotation du champ magnétique par rapport au rotor de la machine *II*. La F.É.M. $\dot{E}_{2I}$ de la première machine sera en retard de l'angle θ sur la F.É.M. $\dot{E}_{2II}$ de la deuxième machine (fig. 26-7). Grâce au déphasage des F.É.M. $\dot{E}_{2I}$ et $\dot{E}_{2II}$, une F.É.M. résultante prend naissance dans le circuit secondaire, F.É.M. qui crée un courant égalisateur déterminé par la relation:

$$\dot{I}_2 = \frac{\dot{E}_{2I} + \dot{E}_{2II}\varepsilon^{\pm j\theta}}{Z_{2I} + Z_{2II}},$$

où Z_{2I} et Z_{2II} sont les impédances secondaires des machines *I* et *II*.

Comme on le voit sur la fig. 26-7, le courant I_2 a une composante en phase avec E_{2II}. Pour cette raison dans la machine *II* est créé un couple moteur agissant dans le sens de rotation du champ. En même temps dans la machine *I* le courant I_2 a une composante qui se trouve en opposition de phase avec la F.É.M. de cette machine E_{2I}. Pour cette raison dans la machine *I* un couple de freinage est créé.

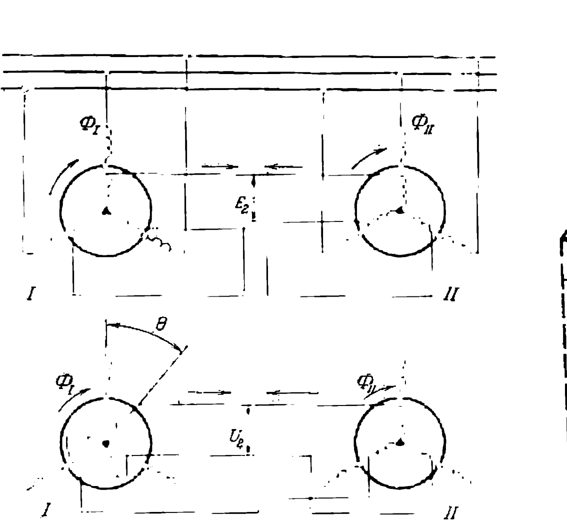


Fig. 26-6. Système triphasé de liaison synchrone.

Fig. 26-7. Diagramme des F.É.M. et des courants secondaires d'un système triphasé de liaison synchrone.

Les couples créés par le courant égalisateur tendent donc à réduire à zéro l'angle de décalage des rotors θ appelé angle de désadaptation. Il en résulte que lorsque le rotor de la machine *I* (transmetteur) est tourné par un organe de commande, le rotor de la machine *II* tournera de la même façon, c'est-à-dire la transmission de l'angle à distance sera réalisée.

La rotation du rotor de la machine *II* dans des conditions réelles a toujours lieu lorsqu'il existe un certain angle de désadaptation θ par rapport à la machine *I*, car dans le cas contraire le couple moteur *C* n'est pas créé. Cet angle dépend de la machine *II* ainsi que de la relation entre le couple *C* et l'angle θ. Evidemment, il est désirable que le couple *C* augmente de façon suffisamment brusque avec l'accroissement de l'angle θ, c'est-à-dire que la courbe $C = f(\theta)$ soit

rigide. On peut établir cette relation par l'analyse du diagramme de cercle du système de liaison synchrone.

Lorsque les machines faisant partie du schéma indiqué sur la fig. 26-6 sont identiques, on a:

$$Z_{2\mathrm{I}} = Z_{2\mathrm{II}} = Z_2 ; \quad E_{2\mathrm{I}} = E_{2\mathrm{II}} = E_2$$

et

$$\dot{I}'_2 = \dot{E}'_2 \frac{1-\varepsilon^{\pm j\theta}}{2Z'_2} .$$

En négligeant les résistances pour simplifier les choses, on obtient le courant I'_2 dont le vecteur retarde sur ΔE de 90°.

Si on néglige la chute de tension dans l'enroulement primaire due au courant magnétisant, on peut écrire:

$$\dot{I}_1 = \dot{I}'_2 + \dot{I}_m = \frac{\dot{U}_1 (1-\varepsilon)^{\pm j\theta}}{2\,[(r_1 + r'_2) + j\,(x_1 + x'_2)]} + \dot{I}_m .$$

Cette expression représente un diagramme de cercle que l'on peut construire d'après les données des essais à vide et en court-circuit de chacune des machines identiques du système de liaison synchrone considéré.

Pour $\theta = 180°$ les deux machines se trouvent en régime de court-circuit d'un moteur asynchrone ordinaire; on a alors:

$$\dot{I}_{1\mathrm{cc}} = \dot{I}_m + \frac{\dot{U}_1}{r_{\mathrm{cc}} + jx_{\mathrm{cc}}} .$$

Lorsque les machines tournent avec un certain glissement g il faut remplacer r'_2 dans les expressions indiquées par r'_2/g.

Le diagramme de cercle pour les deux machines d'un système de liaison synchrone est représenté sur la fig. 26-8. Les vecteurs des courants du transmetteur et du récepteur, lorsque leurs rotors sont écartés d'un certain angle θ, se déplacent sur le diagramme du même angle (en degrés électriques) dans des sens opposés.

La fig. 26-8 représente également les diagrammes de chacune des machines considérées comme machines asynchrones et les diagrammes des machines du système pour une certaine vitesse de rotation avec un glissement $g < 1$.

Le diamètre du diagramme de cercle des machines du système pour le glissement donné g (petit cercle) est représenté par le vecteur du courant secondaire de ces machines considérées comme machines asynchrones avec le même glissement.

Les systèmes monophasés de liaison synchrone présentent l'avantage important suivant: ils peuvent être alimentés par un réseau monophasé et permettent d'obtenir de meilleures caractéristiques $C = f(\theta)$, et, de plus, ils n'ont pas tendance à s'emballer, comme cela arrive parfois dans les selsyns triphasés.

La fig. 26-9 représente le schéma d'une liaison monophasée à induction ayant reçu l'appellation de selsyn grâce à sa propriété

d'autosynchronisation. Ce système est largement employé dans différentes installations à commande automatique, en particulier

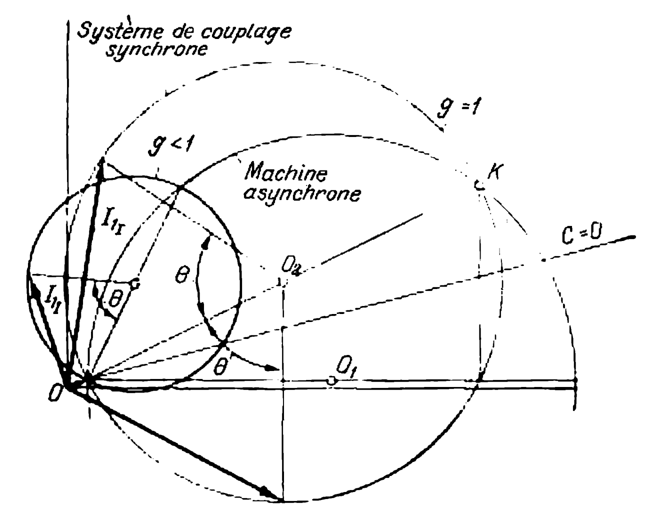


Fig. 26-8. Diagramme du cercle d'un système triphasé de couplage synchrone.

comme dispositifs servant à la transmission des indications à distance ou pour la commande de différents organes de contrôle tels que régulateurs, vannes, systèmes asservis, etc.

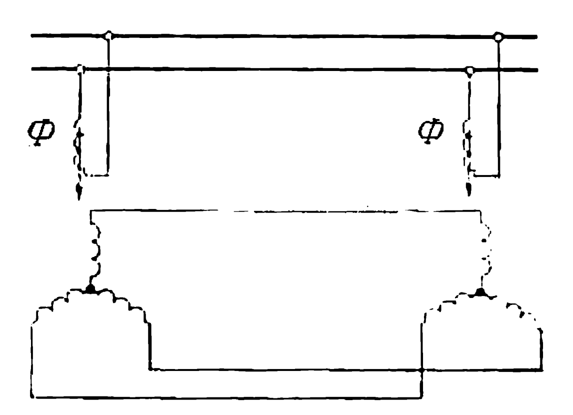


Fig. 26-9. Schéma d'un selsyn.

Les machines d'un système monophasé sont généralement exécutées comme les machines asynchrones à enroulement primaire monophasé et à enroulement secondaire triphasé. L'enroulement

primaire peut être disposé sur le stator ou sur le rotor et l'enroulement secondaire est placé respectivement sur le rotor ou sur le stator. Le flux monophasé, créé par l'enroulement primaire, induit dans les enroulements secondaires trois F.É.M. qui sont en phase mais qui diffèrent l'une de l'autre en valeur, ce qui dépend de la position de chacun des trois enroulements secondaires par rapport à l'enroulement primaire, ces positions n'étant pas les mêmes. Lorsque les positions des rotors du transmetteur et du récepteur sont les mêmes, les F.É.M. secondaires d'une machine équilibrent les F.É.M. secondaires de l'autre et le courant est absent dans le circuit secondaire.

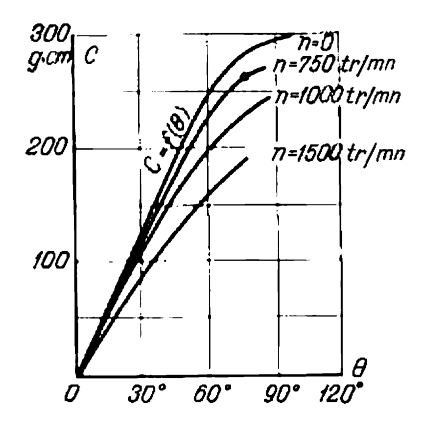


Fig. 26-10. Courbes des couples moteurs d'un selsyn en fonction de l'angle de désadaptation pour différentes vitesses de rotation.

Lorsque les rotors sont décalés l'un par rapport à l'autre d'un certain angle θ, les valeurs des F.É.M. dans les enroulements secondaires correspondants ne sont pas les mêmes (en position de repos elles sont toujours en phase car le système est monophasé) ; de ce fait un courant égalisateur prend naissance et produit un couple moteur dans les machines. Ce couple, comme dans un système triphasé, tend à mettre les rotors dans la même position par rapport aux enroulements du stator.

L'enroulement primaire monophasé (sur le stator ou sur le rotor) est placé sur les pôles saillants afin d'obtenir la caractéristique la plus avantageuse du couple en fonction de l'angle de désadaptation. Avec un enroulement réparti on utilise un enroulement transversal court-circuité.

Sur la fig. 26-10 sont indiquées les caractéristiques $C = f(\theta)$ pour un type de selsyns à différentes vitesses de rotation.

L'analyse des conditions de travail des selsyns monophasés peut être faite en partant de la théorie des machines synchrones à pôles saillants ainsi que de la théorie des machines asynchrones.

En. U.R.S.S. les études des selsyns ont été faites par A. Iossifian, G. Schtourman, D. Vassiliev et V. Khrouchtchev.

Dans certains cas, il est rationnel d'utiliser des selsyns dits sans contact qui ont un enroulement primaire et un enroulement secondaire immobiles et sont dotés d'un rotor sous forme de circuit magnétique de forme spéciale (ils ont été étudiés par A. Iossifian et D. Svetcharnik). Le principe de fonctionnement des selsyns sans contact est le même que celui des selsyns monophasés ordinaires.

26-5. Accouplements électromagnétiques coulissants

L'accouplement électromagnétique coulissant est utilisé pour assurer une liaison élastique entre le moteur primaire et le mécanisme de commande. Il comprend: a) une partie menée, généralement intérieure, qui représente pratiquement le rotor d'une machine asynchrone à enroulement bobiné ou le plus souvent à enroulement en court-circuit et b) une partie menante, extérieure, ayant des pôles saillants excités en courant continu. La partie menée de l'accouplement est reliée mécaniquement au mécanisme commandé, tandis que la partie menante est reliée au moteur primaire. Lors de la rotation la partie menante excitée se trouve en interaction électromagnétique avec la partie menée et l'entraîne avec un certain glissement g, de la même façon que le champ tournant d'un moteur asynchrone entraîne le rotor. En régime permanent $g = 1$ à 2 %. En réglant le courant d'excitation, il est possible d'embrayer et de débrayer de façon simple et progressive les parties menante et menée. En même temps, selon chaque valeur du courant d'excitation, l'accouplement développe un couple renversant déterminé et par conséquent est, pour ainsi dire, un dispositif de sécurité qui protège le moteur primaire contre les surcharges excessives et les à-coups de la charge. En exécutant la partie menée avec deux cages d'écureuil, on peut obtenir un accouplement qui développe des couples de démarrage très grands. Les accouplements électromagnétiques sont installés surtout sur les propulseurs des navires. Depuis un certain temps on les utilise dans les souffleries aérodynamiques. La puissance d'une telle installation est de 8 800 kW.

26-6. Machines asynchrones pour dispositifs automatiques

Dans les dispositifs automatiques, télémécaniques et les calculatrices on utilise différentes machines électriques de très faible puissance (dites micromachines). On présente envers ces machines des exigences très sévères en ce qui concerne la précision de leur fonctionnement et leur fabrication rappelle celle des appareils de haute précision. Nous n'examinerons brièvement que quelques types de ces machines.

a) Machines diphasées à rotor creux. Ces machines sont largement utilisées comme moteurs de commande (servomoteurs). Dans les montages de l'automatique ces moteurs doivent réagir aux variations d'une certaine grandeur électrique (d'un signal) et, selon l'intensité et la durée d'action de cette grandeur, assurer le fonctionnement d'autres éléments du dispositif automatique.

La construction d'un moteur à rotor creux est indiquée sur la fig. 26-11. Le stator *1* de ce moteur est analogue au stator d'une

machine asynchrone ordinaire et comporte un enroulement *3* comprenant deux phases décalées dans l'espace l'une par rapport à l'autre de 90 degrés électriques. Le moteur a également un stator intérieur *2*, c'est-à-dire un paquet immobile de tôles magnétiques. Ce stator est destiné à réduire la réluctance du circuit magnétique du moteur. Le rotor *4* du moteur est exécuté en forme d'un cylindre creux à parois fines (moins d'un millimètre) en métal non magnétique ou en alliage (généralement en aluminium). Le rotor est fixé sur le manchon *5* par lequel le mouvement est transmis à l'arbre.

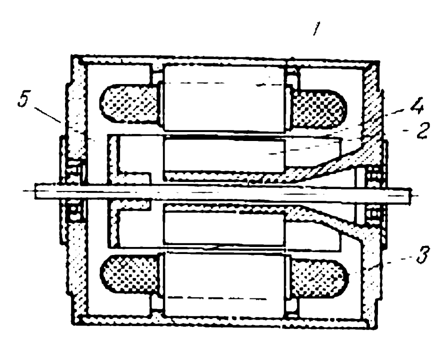


Fig. 26-11. Machine asynchrone diphasée à rotor creux:
1, 2 — stators; *3* — enroulement statorique; *4* — rotor creux; *5* — manchon du rotor.

Grâce à cette construction le rotor possède une inertie minime, ce qui est très important du point de vue de la vitesse de réponse du moteur à l'apparition ou à la disparition du signal.

L'une des phases de l'enroulement statorique est appelée enroulement d'excitation et lors du travail du dispositif automatique elle est branchée sur une tension alternative U_{exc} qui est constante en grandeur. L'autre phase est un enroulement de commande dans lequel on envoit le signal sous forme d'une tension de courant alternatif U_s de même fréquence (fig. 26-12). La tension du signal est déphasée de 90° par rapport à la tension d'excitation et peut varier depuis zéro jusqu'à une certaine valeur.

Le système diphasé asymétrique de tensions $\dot{U}_{exc}$ et $\dot{U}_s$ (fig. 26-12,*a*) peut être développé en un système de tensions de séquence directe (fig. 26-12,*b*) de valeur

$$\dot{U}_1 = \frac{\dot{U}_{exc} + j\dot{U}_s}{2}$$

et en un système de tensions de séquence inverse (fig. 26-12,*a*) de valeur

$$\dot{U}_2 = \frac{\dot{U}_{exc} - j\dot{U}_s}{2}.$$

Lorsque la tension du signal U_s est nulle on a $U_1 = U_2$, le moteur ne développe pas de couple moteur et le rotor reste immobile. Lorsque

$U_s > 0$, on aura $U_1 > U_2$ et le moteur développera un couple moteur dont la valeur sera pratiquement proportionnelle à la tension du signal U_s. Si ce couple est supérieur au couple résistant sur l'arbre, le moteur se mettra immédiatement en marche.

Les machines à rotor creux sont largement utilisées comme génératrices tachymétriques. L'enroulement d'excitation est alors alimenté par une tension alternative de valeur constante, ce qui engendre un flux magnétique pulsatoire Φ_{exc} (fig. 26-13). Lorsque

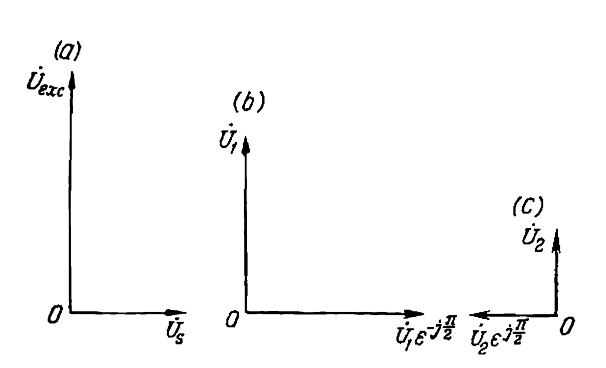


Fig. 26-12. Tensions d'un système diphasé: a) tensions des enroulements; b) tensions directes; c) tensions inverses.

Fig. 26-13. Courants rotoriques d'une génératrice tachymétrique.

le rotor est immobile, ce flux induira dans le rotor seulement une F.É.M. dite de transformation, ce qui donne naissance aux courants i_1 (fig. 26-13) dont le flux agira également suivant l'axe de l'enroulement d'excitation et n'induira pas de F.É.M. dans l'enroulement de commande. Mais pendant la rotation du rotor, dans cet enroulement une F.É.M. de rotation est induite également et des courants i_2 sont engendrés (fig. 26-13) dont le flux est dirigé suivant l'axe de l'enroulement de commande et il pulse à la fréquence du courant de l'enroulement d'excitation et induit dans l'enroulement de commande une F.É.M. dont la valeur est pratiquement proportionnelle à la vitesse de rotation.

Dans les dispositifs automatiques une génératrice tachymétrique est un élément de mesure de la vitesse de rotation et agit sur un élément déterminé du montage par la F.É.M. induite dans l'enroulement de commande.

b) Transformateurs rotatifs. Dans les dispositifs automatiques on a parfois besoin d'obtenir des tensions qui sont des fonctions de l'angle de pivotement α d'un certain mécanisme. Ces tensions, à leur tour, agissent sur d'autres éléments du système en réalisant le réglage en fonction de l'angle de rotation.

On utilise à cette fin des transformateurs rotatifs (fig. 26-14) analogues par leur construction aux machines asynchrones normales à deux enroulements (S, K) sur le stator et à deux enroulements analogues (A, B) sur le rotor. On prend des mesures pour que dans ces transformateurs la répartition de l'induction magnétique le long

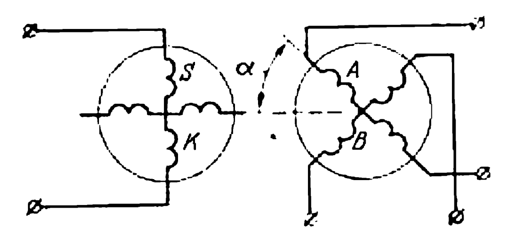


Fig. 26-14. Schéma de connexion des enroulements d'un transformateur rotatif sinus-cosinus.

de l'entrefer soit autant que possible sinusoïdale. Si dans ces conditions on alimente l'un des enroulements du stator (par exemple, l'enroulement S sur la fig. 26-14) en courant alternatif, dans les enroulements rotoriques A et B des F.É.M. proportionnelles respectivement à sin α et à cos α seront induites. Un tel transformateur est appelé transformateur sinus-cosinus et les tensions des enroule-

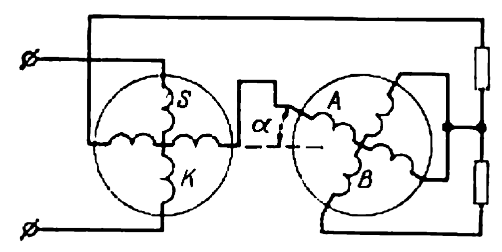


Fig. 26-15. Schéma de connexion des enroulements d'un transformateur rotatif linéaire.

ments A et B seront aussi proportionnelles à sinus α et à cosinus α si ces enroulements et leurs charges extérieures sont identiques. Dans le cas contraire, des distorsions prennent naissance provoquées par le flux de réaction transversale dirigé perpendiculairement à l'axe de l'enroulement S. On peut réduire ces distorsions au minimum en fermant l'enroulement K sur une petite résistance extérieure. Cette opération est appelée mise en symétrie. Si on réunit les enroulements suivant le schéma de la fig. 26-15 et on alimente l'enroulement S en courant alternatif, la tension aux bornes des enroulements A et K connectés en série dans les limites de $\alpha = 0$ à 65° changera pratiquement proportionnellement à l'angle α. Pour assurer la symétrie, l'enroulement B est fermé sur une résistance extérieure. Un tel transformateur rotatif est appelé transformateur linéaire.

Quatrième partie

MACHINES À COURANT ALTERNATIF À COLLECTEUR

Chapitre XXVII

GÉNÉRALITÉS SUR LA THÉORIE DES MACHINES À COURANT ALTERNATIF À COLLECTEUR

27-1. Histoire sommaire du développement de la machine à courant alternatif à collecteur

Les premières tentatives d'alimenter le moteur série à courant continu en monophasé ont été faites dans les années 80 du XIX[e] siècle. En effet, vu que dans les moteurs série la variation du courant a lieu simultanément dans l'induit et dans l'enroulement d'excitation, le couple moteur développé ne dépend pas du sens du courant. Pour améliorer le fonctionnement du moteur on a commencé à réaliser son circuit magnétique en tôles d'acier et pour éliminer l'action nuisible de la F.M.M. pulsatoire de réaction d'induit on a employé un enroulement de compensation sous forme d'une spire court-circuitée en faisant coïncider l'axe de cette spire avec celui de l'enroulement d'induit.

En même temps on a mis au point un moteur monophasé à répulsion dans lequel, comme dans un moteur asynchrone ordinaire, le stator et le rotor sont réunis seulement électromagnétiquement, mais qui tout de même conserve toutes les propriétés d'un moteur série monophasé.

L'invention par M. Dolivo-Dobrovolski du moteur asynchrone triphasé sans collecteur a ouvert une nouvelle ère dans la construction des machines électriques et a arrêté pour un certain temps le développement de la machine asynchrone à collecteur. Ce n'est qu'au

début de ce siècle, lorsqu'il est devenu clair que les moteurs asynchrones sans collecteur présentent des caractéristiques de réglage peu satisfaisantes et un facteur de puissance inférieur à l'unité, surtout lorsqu'il s'agit des moteurs lents ou à faible charge, les constructeurs ont commencé de nouveau à s'intéresser aux machines asynchrones à collecteur, surtout aux moteurs. En effet, en dotant le moteur asynchrone d'un collecteur on obtient un nouveau type de moteur qui par ses caractéristiques est proche des moteurs à courant continu.

La machine asynchrone à collecteur a trouvé son emploi dans la traction électrique sous forme de moteur série monophasé. L'exploitation de grandes lignes ferroviaires électrifiées a montré que ces moteurs pouvaient bien fonctionner en courant continu de tension augmentée (3300 V) ainsi qu'en courant monophasé de fréquence réduite (25 et $16^2/_3$ Hz). A l'heure actuelle on étudie le problème d'utilisation du courant monophasé de fréquence industrielle (50-60 Hz) pour la traction électrique.

En même temps (de 1900 à 1914) le développement des machines triphasées à collecteur suivait les principales directions suivantes: a) comme moteurs à excitation série et à excitation en dérivation permettant de régler progressivement et dans de larges limites la vitesse de rotation; b) comme moteurs à facteur de puissance amélioré; c) comme compensateurs de phase branchés dans le circuit rotorique des moteurs asynchrones sans collecteur afin d'améliorer le facteur de puissance et d) comme générateurs de courant alternatif dans les installations en cascade et dans des installations spéciales.

Les moteurs triphasés à excitation en dérivation ont été proposés dès 1891 mais on a commencé à les étudier seulement au XXe siècle. Le plus répandu est le moteur inversé (c'est-à-dire alimenté par le rotor, voir § 29-7) avec deux jeux de balais sur le collecteur, ayant une caractéristique rigide de vitesse avec réglage de cette dernière dans les limites 1 : 3 et plus (moteur Schrage-Richter).

Les moteurs asynchrones compensés et les moteurs synchronisés ont été largement développés dans les années 20 vu la nécessité d'améliorer le facteur de puissance des réseaux. L'idée principale de ces deux types de machines consiste en ce que dans un moteur asynchrone normal on incorpore pour ainsi dire une machine à collecteur complémentaire. Le but fixé est ainsi atteint mais à un prix relativement cher car une grande partie des qualités positives des moteurs asynchrones normaux, c'est-à-dire bas prix, exploitation peu onéreuse et fiabilité, sont réduites. Pour cette raison on préfère actuellement d'améliorer le cos φ des moteurs de faible puissance à l'aide de condensateurs statiques et celui des moteurs de grande puissance à l'aide de compensateurs de phase.

Les premiers compensateurs de phase à excitation rotorique ont été créés dans les années 90 du XIXe siècle. Les compensateurs de

phase de ce système améliorent le cos φ seulement en charge. En outre, on a proposé plusieurs autres systèmes à auto-excitation et à excitation indépendante. Dans de nombreux cas les compensateurs de phase, malgré leur prix, sont un moyen précieux d'améliorer le cos φ des moteurs asynchrones sans collecteur et à l'heure actuelle ils sont assez répandus. Lorsque le compensateur de phase a été convenablement choisi, le moteur asynchrone peut fonctionner avec un cos φ en avance.

Les machines à courant alternatif à collecteur sont largement utilisées dans les groupes formant cascade et servent à régler la vitesse avec un rendement augmenté ainsi qu'à compenser le facteur de puissance. Les principaux types des groupes en cascade ont été développés entre 1908 et 1916 (système Kraemer et système Scherbius) et permettent de régler la vitesse seulement en la diminuant depuis la vitesse de synchronisme ou dans les limites de ± 25 % de cette dernière. Les groupes en cascade sont utilisés dans les branches de l'industrie où les limites de réglage de la vitesse ne dépassent pas le rapport 1 : 2.

Une machine à courant alternatif à collecteur peut être utilisée comme une génératrice de courant à fréquence variable tournant à vitesse constante. Un des systèmes de ce genre, dit génératrice compensée à courant alternatif à collecteur à excitation indépendante, a été mis au point en U.R.S.S. en 1921 par N. Yapolski et M. Kostenko. En 1946-1947 M. Kostenko a proposé un montage avec une génératrice à collecteur qui permet de conserver constantes la fréquence et la tension, la vitesse de rotation du moteur primaire étant variable.

De cette façon, on peut considérer la machine asynchrone à collecteur comme un type spécial de machine électrique qui, bien qu'elle ne puisse pas faire la concurrence aux machines normales, trouve un emploi assez large dans de nombreux cas spéciaux.

27-2. F.É.M. induites dans l'induit d'une machine à courant alternatif à collecteur

Dans le cas général dans l'induit d'une machine à courant alternatif à collecteur sont induites deux genres de F.É.M. : a) une F.É.M. de transformation E_{tr}, puisque nous pouvons considérer les enroulements d'excitation et d'induit, liés entre eux par un champ alternatif, comme l'enroulement primaire et celui secondaire d'un transformateur et b) une F.É.M. de rotation E_{rot} qui se développe dans l'enroulement d'induit lors de la rotation de ce dernier dans le champ magnétique comme dans le cas d'une machine à courant continu. Nous allons examiner les propriétés de ces F.É.M. d'abord dans le cas le plus simple d'une machine monophasée à collecteur.

a) F.É.M. de transformation créée par le champ pulsatoire dans l'induit d'une machine monophasée à collecteur. Supposons que l'enroulement d'excitation *Exc* (fig. 27-1) crée un flux Φ qui pulse à la fréquence f et que l'induit *Ind* est fixe dans l'espace, c'est-à-dire que $n = 0$. Vu que le plan de la section *1-1* est parallèle aux lignes du flux Φ_m, sa F.É.M. de transformation E_{tr} est nulle. Dans la section *2-2*, située d'un côté de la section *1-1*, la F.É.M. E_{tr} a un signe, par exemple, croix — point, et dans la section *3-3*, située symétriquement par rapport à la section *2-2* de l'autre côté de la

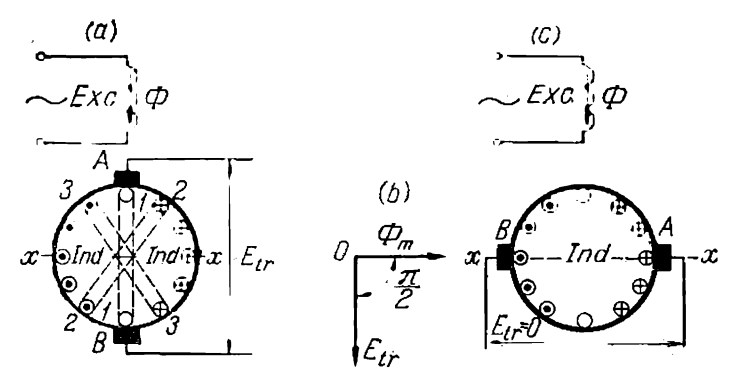


Fig. 27-1. F.É.M. E_{tr} créée dans l'enroulement d'induit par le champ pulsatoire pour $n = 0$.

section *1-1*, la F.É.M. E_{tr} a un autre signe: point — croix. De cette façon dans les conducteurs de l'enroulement d'induit qui se trouvent de part et d'autre de la ligne axiale de l'enroulement d'excitation sont induites des F.É.M. de signes différents. La valeur maximale de la F.É.M. de transformation E_{tr} aux balais $A - B$ est obtenue si on place ces balais suivant l'axe de l'enroulement d'excitation (fig. 27-1,*a*). La fréquence de la F.É.M. de transformation dans les sections et aux balais est égale à la fréquence f du flux pulsatoire Φ ou à celle du courant d'excitation i_{exc}. Par la suite nous admettrons que le flux Φ varie sinusoïdalement dans le temps et pour simplifier les choses nous admettrons également que le flux est réparti sinusoïdalement suivant la circonférence de l'induit. Dans ce cas la F.É.M. E_{tr} varie également sinusoïdalement dans le temps et sa valeur efficace est:

$$E_{tr} = \pi \sqrt{2}\, f w_a k_b \Phi_m, \tag{27-1}$$

où Φ_m est l'amplitude du flux magnétique.

Si N est le nombre de conducteurs de l'enroulement d'induit, $2a$ le nombre de ses branches, on a: $w_a = \frac{N}{2 \cdot 2a}$. De plus, avec la répartition sinusoïdale du champ suivant la circonférence de l'induit, le facteur de bobinage d'un induit monophasé $k_b = 2/\pi$ (rapport

du diamètre à la demi-circonférence). Dans ces conditions on a:

$$E_{tr} = f\frac{N}{a}\frac{\Phi_m}{\sqrt{2}}. \qquad (27\text{-}1a)$$

La F.É.M. E_{tr} retarde sur le flux Φ_m de 90° (fig. 27-1,*b*).

Si on place les balais *A-B* suivant la ligne neutre théorique *X-X* (fig. 27-1,*c*), on a $E_{tr} = 0$ car chaque branche de l'enroulement d'induit comprend le même nombre de sections dont les F.É.M. sont dirigées en sens inverses. Lorsque les balais sont décalés de la ligne neutre d'un angle α on a:

$$E_{tr\alpha} = E_{tr}\sin\alpha. \qquad (27\text{-}2)$$

b) F.É.M. de transformation créée par le champ tournant. Supposons que le flux Φ_m tourne dans l'espace à la vitesse $n_1 = \frac{f}{p}$ dans le sens horaire et que $n = 0$. On peut remplacer le flux tournant par deux flux magnétiques d'égale grandeur Φ_x et Φ_y qui pulsent à la fréquence f et sont décalés l'un par rapport à l'autre de 90° dans le temps et dans l'espace (fig. 27-2). Si les balais *A-B* sont décalés de *X-X* d'un angle α, le flux Φ_x crée aux balais une F.É.M. $E_{trx} = E_{tr}\cos\alpha$ et le flux Φ_y crée une F.É.M. $E_{try} = E_{tr}\sin\alpha$ et ces F.É.M., comme les flux qui les engendrent, sont décalées de 90° dans le temps. Par conséquent on a:

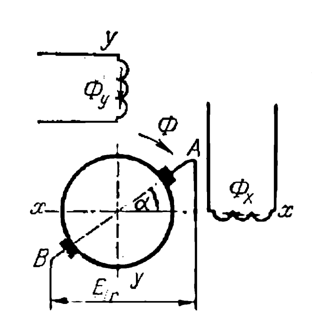


Fig. 27-2. F.É.M. E_{tr} pour un champ tournant et $n = 0$.

$$E_{tr(A-B)} = \sqrt{E_{trx}^2 + E_{try}^2} = E_{tr}, \qquad (27\text{-}3)$$

c'est-à-dire que le *champ tournant crée aux balais une F.É.M. de transformation qui varie à la fréquence f en conservant une valeur constante* E_{tr} *indépendamment de la position des balais sur le collecteur.*

La phase de la F.É.M. E_{tr} par rapport au flux Φ_m est la même que sur la fig. 27-1,*b*.

c) F.É.M. de rotation créée par le champ pulsatoire. Supposons d'abord que Φ_m = const, c'est-à-dire que nous avons une machine à courant continu. Si dans ce champ tourne un induit à la vitesse n: a) dans chaque section de l'enroulement d'induit est induite une F.É.M. alternative à fréquence $f_{rot} = pn$; b) aux balais apparaît une F.É.M. E_{rot} de fréquence $f = 0$ selon le flux Φ qui est immobile dans l'espace et constant dans le temps; c) pour la vitesse de rotation donnée de l'induit n la F.É.M. E_{rot} atteint la valeur maximale lorsque les balais sont disposés suivant la ligne neutre théorique; lorsque les balais sont décalés de 90° de la ligne neutre, la

F.É.M. $E_{rot} = 0$; dans le cas général, $E_{rot\alpha} = E_{rot} \cos \alpha$, où α est l'angle duquel les balais sont décalés de la ligne neutre; d) lors de la variation de la vitesse de rotation n la valeur et la fréquence de la F.É.M. de la section changent tandis que la F.É.M. aux balais change seulement en valeur ($E_{rot} \equiv n$) en conservant la fréquence $f = 0$.

Supposons maintenant que le flux d'excitation Φ_m pulse à la fréquence f. Dans ce cas dans chaque section de l'enroulement d'induit apparaît une F.É.M. qui est le résultat de la superposition

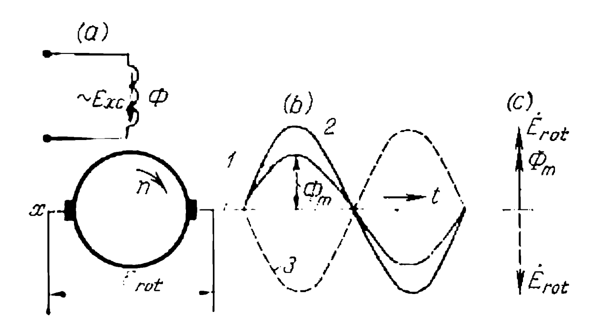


Fig. 27-3. F.É.M. de rotation E_{rot} créée dans l'enroulement d'induit par le champ pulsatoire.

des deux F.É.M.: la F.É.M. de rotation qui a une fréquence de rotation $f_{rot} = pn$ et la F.É.M. de transformation qui a la fréquence f.

La F.É.M. de rotation aux balais possède d'autres propriétés. Supposons que les balais soient calés sur la ligne X-X (fig. 27-3,*a*), c'est-à-dire qu'ils se trouvent dans une position où $E_{tr} = 0$ et que le flux varie dans le temps sinusoïdalement (courbe *1* sur la fig. 27-3, *b*). Pour la vitesse de rotation donnée n, la F.É.M. $E_{rot} \equiv \Phi_m$. La F.É.M. E_{rot} varie donc dans le temps aussi sinusoïdalement et simultanément avec la courbe du flux Φ_m passe par zéro et atteint le maximum (courbe *2* sur la fig. 27-3,*b*). Lors de la variation de la vitesse la F.É.M. E_{rot} varie seulement en grandeur, tandis que sa fréquence reste toujours égale à celle du flux pulsatoire f.

Si on modifie le sens de rotation de l'induit ($-n$) sans rien changer dans le circuit d'excitation, on obtient une F.É.M. de rotation E_{rot} qui est en opposition de phase avec le flux Φ (ligne interrompue *3* sur la fig. 27-3,*b* et le vecteur $\dot{E}_{rot}$ sur la fig. 27-3,*c*). De cette façon, on peut dire que: a) la fréquence de la F.É.M. aux balais ne dépend pas de la vitesse de rotation de l'induit et est déterminée seulement par la fréquence f du flux d'excitation; b) la F.É.M. de rotation est en phase ou en opposition de phase avec le flux Φ_m; c) la F.É.M. E_{rot} atteint sa valeur maximale lorsque

les balais se trouvent sur la ligne neutre théorique et on a:

$$E_{\text{rot}} = \sqrt{2}\pi \cdot f_{\text{rot}} w_a k_b \Phi_m \tag{27-4}$$

ou, vu que $w_a = \frac{N}{2 \cdot 2a}$ et $k_b = 2/\pi$,

$$E_{\text{rot}} = f_{\text{rot}} \frac{N\Phi_m}{a\sqrt{2}} = \frac{pnN\Phi_m}{a\sqrt{2}}. \tag{27-5}$$

Lorsque les balais $A-B$ sont décalés de la ligne neutre d'un angle α on obtient une F.É.M.

$$E_{A-B} = \sqrt{E_{\text{tr}}^2 \sin^2 \alpha + E_{\text{rot}}^2 \cos^2 \alpha}$$

de fréquence f, vu que chaque F.É.M. aux balais possède cette fréquence.

d) F.E.M. aux balais pour un champ tournant du cercle. Si le flux d'excitation est donné en grandeur (Φ_m = const) et s'il est fixe dans l'espace, comme cela a lieu dans les machines à courant

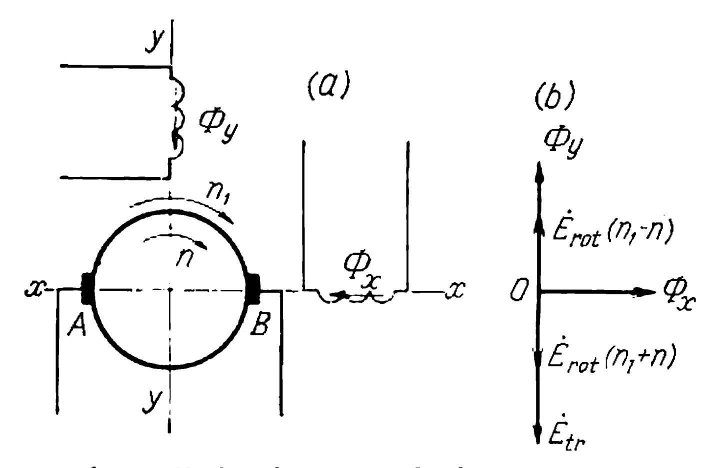


Fig. 27-4. F.É.M. créée dans l'induit par le champ tournant pour $n \neq 0$.

continu, la F.É.M. aux balais a une valeur déterminée et la fréquence $f = 0$. Imaginons maintenant que le flux Φ_m, sans changer de valeur, commence à tourner (fig. 27-4,*a*). Si les balais sont toujours immobiles, la F.É.M. aux balais varie à la même vitesse que le flux Φ_m ; autrement dit, la fréquence de la F.É.M. de rotation aux balais est déterminée, comme dans le cas d'un flux pulsatoire, seulement par la fréquence du flux d'excitation et ne dépend pas de la vitesse de rotation de l'induit.

Pour déterminer la valeur de la F.É.M. de rotation on recourt à la même méthode que précédemment. En effet, remplaçons le

flux tournant par deux flux qui lui sont égaux Φ_x et Φ_y qui pulsent à la fréquence f et sont décalés l'un par rapport à l'autre de 90° dans le temps et dans l'espace. Supposons que la ligne des balais coïncide avec l'axe d'un flux, par exemple du flux Φ_x (fig. 27-4, *a*). Aux balais $A - B$ ce flux crée seulement une F.É.M. de transformation déterminée suivant la formule (27-1) et qui est en retard sur Φ_x de 90° (fig. 27-4, *b*).

Le flux Φ_y crée aux balais $A - B$ seulement une F.É.M. de rotation de même fréquence f que la F.É.M. de transformation; si le champ et l'induit tournent dans le même sens, comme cela est indiqué sur la fig. 27-4, leur vitesse relative est $n_1 - n$; lorsqu'ils tournent en sens opposés on a $n_1 + n$. Dans le premier cas la F.É.M. $\dot{E}_{\text{rot}}$ dont la phase est déterminée par le flux Φ_y doit être opposée à $\dot{E}_{\text{tr}}$ de façon que la F.É.M. résultante aux balais $\dot{E}_{A-B} = \dot{E}_{\text{tr}} - \dot{E}_{\text{rot}}$. Pour $n = n_1$ on a $E_{\text{rot}} = E_{\text{tr}}$ et $E_{A-B} = 0$ car dans ce cas le champ est immobile par rapport à l'induit tournant. Dans le second cas $\dot{E}_{A-B} = \dot{E}_{\text{tr}} + \dot{E}_{\text{rot}}$.

En utilisant les formules (27-1) et (27-4) on obtient:

$$E_{A-B} = E_{\text{tr}} \mp E_{\text{rot}} = \sqrt{2}\pi\,(f \mp f_{\text{rot}})\, w_a k_{\text{b}} \Phi_m. \qquad (27\text{-}6)$$

Le signe « moins » correspond à la rotation de l'induit dans le sens de rotation du champ et le signe « plus » correspond au sens de rotation inverse de l'induit.

Si les flux Φ_x et Φ_y, tout en restant décalés l'un par rapport à l'autre de 90° dans le temps et dans l'espace, ne sont pas égaux en valeur on a:

$$E_{A-B} = E_{\text{tr}} \mp E_{\text{rot}} = \pi\sqrt{2} f w_a k_{\text{b}} \Phi_x \mp \pi\sqrt{2} f_{\text{rot}} w_a k_{\text{b}} \Phi_y. \quad (27\text{-}7)$$

Dans un cas encore plus général, les flux Φ_x et Φ_y peuvent être décalés dans le temps d'un angle différant de 90°. Dans ce cas les F.É.M. E_{tr} et E_{rot} sont additionnées géométriquement, c'est-à-dire que

$$\dot{E}_{A-B} = \dot{E}_{\text{tr}} \mp \dot{E}_{\text{rot}}.$$

e) F.É.M. aux balais d'une machine polyphasée à collecteur. Prenons le cas le plus répandu d'une machine triphasée à collecteur où $m = 3$. Les phases de l'enroulement d'induit sont reliées entre elles en triangle qui peut toujours être ramené à une étoile équivalente. Si les axes des enroulements statorique et rotorique coïncident (fig. 27-5,*a*), les F.É.M. qui y sont induites par le flux tournant Φ_m coïncident également en phase.

Pour $n = 0$, la F.É.M. d'une phase rotorique ramenée à l'étoile est:

$$E_2 = \pi\sqrt{2} f w_2 k_{\text{b}2} \Phi_m. \qquad (27\text{-}8)$$

La F.É.M. d'une phase statorique est:

$$E_1 = \pi \sqrt{2} f w_1 k_{b1} \Phi_m. \qquad (27\text{-}9)$$

Par conséquent

$$E_1 = k_e E_2 = E'_2, \qquad (27\text{-}10)$$

où

$$k_e = \frac{w_1 k_{b1}}{w_2 k_{b2}}$$

et E'_2 est la F.É.M. de phase du rotor aux balais ramenée à la F.É.M. de phase du stator.

Lorsque le rotor tourne, $E'_{2g} = gE'_2$. Si on décale les balais d'un angle α, par exemple dans le sens opposé à celui de rotation

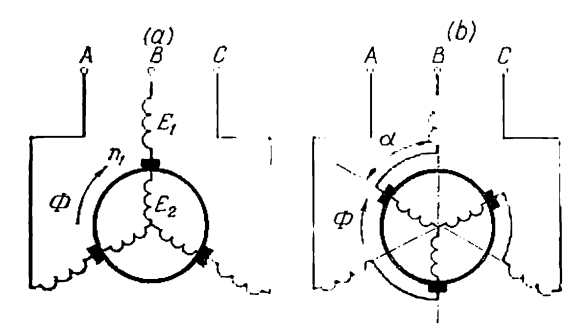


Fig. 27-5. F.É.M. aux balais d'une machine triphasée (polyphasée) à collecteur pour:

a) $\alpha = 0$ et *b)* le décalage des balais dans le sens opposé au sens de rotation du champ.

du flux Φ_m, la F.É.M. aux balais ne changera pas en valeur mais elle commencera à avancer sur la F.É.M. E_1 d'un angle α car dans les conditions données le flux Φ arrive d'abord sur l'axe de l'enroulement du rotor et ensuite, avec un décalage d'un angle α, sur l'axe de l'enroulement du stator. Lorsque les balais sont décalés dans le sens de rotation du flux, la F.É.M. aux balais sera en retard sur la F.É.M. E_1 d'un angle α. Par conséquent,

$$\dot{E}'_{2g} = gE'_2 \varepsilon^{\pm j\alpha}. \qquad (27\text{-}11)$$

27-3. Courants dans l'induit d'une machine à courant alternatif à collecteur

La particularité essentielle de l'alimentation de l'induit d'une machine à courant alternatif à collecteur par rapport à une machine à courant continu de construction normale consiste en ce que le nombre de points d'alimentation de l'induit pour chaque paire de pôles peut être supérieur à deux et les angles entre les balais voisins peuvent, dans le cas général, ne pas être égaux.

a) Machines monophasées. La forme la plus simple d'alimentation de l'induit d'une machine monophasée à collecteur est son alimentation, comme celle de l'induit d'une machine à courant continu, par deux points diamétralement opposés sur le cercle de potentiel du collecteur (fig. 27-6,*a*). La deuxième forme d'alimentation, par quatre points situés sur les deux axes perpendiculaires, est utilisée dans les moteurs monophasés dits compensés et correspond à l'alimentation de l'induit d'une amplidyne. Dans ce cas, dans l'induit il existe, pour ainsi dire, deux systèmes indépendants de courants qui dans certains secteurs s'ajoutent et dans

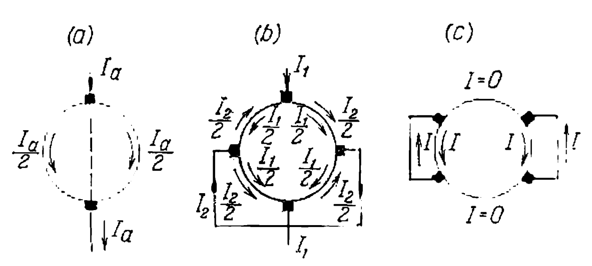


Fig. 27-6. Systèmes d'alimentation de l'induit des machines monophasées.

d'autres se retranchent (fig. 27-6,*b*). La troisième forme d'alimentation, par deux systèmes de balais mobiles symétriques qui peuvent être rapprochés ou éloignés l'un de l'autre, est utilisée dans les moteurs à répulsion monophasés (voir chap. XXVIII). Dans ce cas seulement les secteurs de l'induit entre les balais réunis entre eux sont parcourus par le courant tandis que les autres secteurs de l'induit ne sont pas traversés par le courant (fig. 27-6,*c*).

b) Machines polyphasées. Lorsque l'induit est alimenté en courant polyphasé symétrique, l'enroulement d'induit est branché en polygone. Dans ce cas le courant I_b passant par le balai dans l'enroulement d'induit représente la différence géométrique de deux courants de phase I_a de cet enroulement. Si le nombre de phases est m, l'angle de décalage entre deux courants de phase est $\frac{2\pi}{m}$ (fig. 27-7, *a*). On a donc :

$$I_b = 2I_{am}\sin\frac{\pi}{m}\,. \qquad (27\text{-}12)$$

Pour le courant triphasé (fig.27-7,*b*) on a :

$$I_{b3} = 2I_{a3}\sin\frac{\pi}{3} = I_{a3}\sqrt{3}. \qquad (27\text{-}13)$$

Avec un courant polyphasé il est aussi possible d'alimenter l'induit par un système polyphasé ouvert et la distance entre les points d'alimentation de l'induit peut être modifiée par le dé-

placement des balais. La fig. 27-7, *c* représente un tel système pour un moteur Schrage-Richter à courant triphasé (voir chap. XXIX) d'après lequel on voit que les secteurs de l'induit entre les balais réunis l'un à l'autre sont parcourus par le courant tandis que les autres secteurs ne sont pas parcourus par le courant, vu que les courants

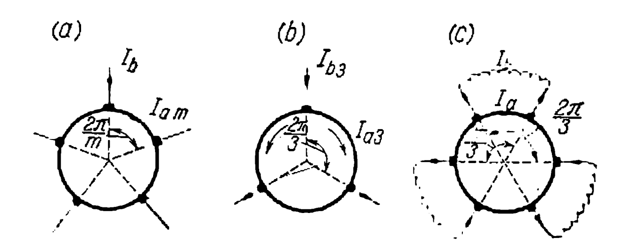


Fig. 27-7. Systèmes d'alimentation de l'induit des machines polyphasées.

dans les secteurs extérieurs de toutes les phases se compensent mutuellement. On peut admettre que dans ce cas le courant passant par le balai I_b est égal au courant dans le secteur intérieur I_a.

27-4. F.M.M. de l'enroulement d'induit d'une machine polyphasée à collecteur

L'enroulement en tambour de l'induit d'une machine à courant alternatif à collecteur est exécuté, comme dans les machines à courant continu, à l'aide de bobines confectionnées au gabarit ou à l'aide de barres formant une spire. Un côté d'une telle spire est placé dans la couche supérieure de l'enroulement et l'autre côté est placé dans la couche inférieure. Généralement l'enroulement a un pas total ou un pas très proche du pas total mais dans certains cas spéciaux on utilise cependant un pas fortement raccourci (par exemple, dans la machine Scherbius, voir chap. XXXII).

a) Enroulement à pas total. Si la machine a un nombre de phases pair, par exemple 6, l'induit est parcouru par le courant de la même façon que dans chacune des couches séparées qui divisent l'enroulement en nombre de zones phasiques égal au nombre de phases de l'induit (fig. 27-8,*a*). Dans ce cas, les phases des courants dans la couche supérieure et dans la couche inférieure de chaque encoche sont décalées dans le temps de 180° mais, étant donné que dans la couche inférieure se trouve le conducteur de retour de chaque phase, il en résulte que dans les barres opposées de la couche supérieure et de la couche inférieure de la même encoche le sens des courants est le même. Ces courants créent des F.M.M. qui coïncident en phase dans le temps ; par exemple, les courants $\dot{I}_{a1}$, $-\dot{I}_{a4}$,

$\dot{I}_{a2}$, $-\dot{I}_{a5}$, etc., ont sur la fig. 27-8,*a* les mêmes sens des flèches pour les deux rangées. Dans les zones *a*, *b*, *c*, *d*, *e* et *f* les couches supérieures et inférieures de l'enroulement sont parcourues par des courants allant dans le même sens. De cette façon, une étoile hexaphasée de courants de la couche supérieure coïncide avec l'étoile de courants de la couche inférieure et forme un système hexaphasé résultant de F.M.M. de $\dot{F}_a$ à $\dot{F}_f$ représenté sur la fig. 27-8,*b*. Si la machine a un nombre impair de phases, par exemple si $m = 3$, comme indiqué sur la fig. 27-9,*a*, dans ce cas le système résultant de courants d'induit est formé par le nombre double de zones en

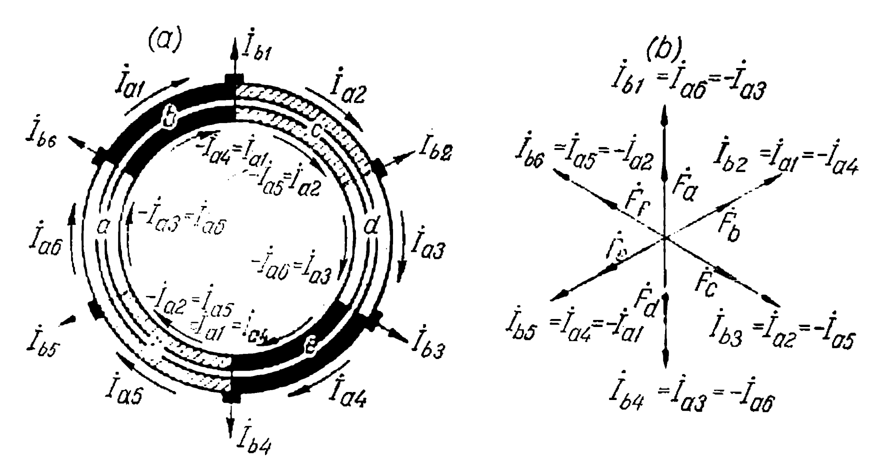


Fig. 27-8. Zones de phase pour le cas d'un nombre pair de phases d'une machine.

comparaison avec la répartition des courants dans une couche, supérieure ou inférieure, de l'enroulement. Les courants dans les couches supérieure et inférieure se trouvent dans ce cas déphasés de 180° par rapport aux F.M.M. engendrées par eux. On peut représenter l'action combinée des F.M.M. des couches supérieure et inférieure sur le circuit magnétique de la machine sous forme d'un certain courant résultant qui parcourt dans le même sens les conducteurs des couches supérieure et inférieure.

Pour le système triphasé le plus répandu la répartition des courants de la couche supérieure est représentée dans le diagramme du temps (fig. 27-9,*b*) par les vecteurs $\dot{I}_{a1}$, $\dot{I}_{a2}$ et $\dot{I}_{a3}$ tandis que la répartition des courants de la couche inférieure est représentée par les vecteurs $-\dot{I}_{a1}$, $-\dot{I}_{a2}$ et $-\dot{I}_{a3}$. Dans ce cas il se forme six zones à courants équivalents, représentés sur la fig. 27-9,*b* par les vecteurs $\dot{F}_a$, $\dot{F}_b$, . . ., $\dot{F}_f$ et qui expriment les F.M.M. à l'échelle des courants, avec lesquels coïncideront en phase les courants

passant par les balais $\dot{I}_{b1}$, $\dot{I}_{b2}$ et $\dot{I}_{b3}$. Ainsi, la F.M.M. d'un induit à enroulement à pas diamétral donne pour un nombre de phases impair le même résultat qu'un induit alimenté par un système à nombre de phases double.

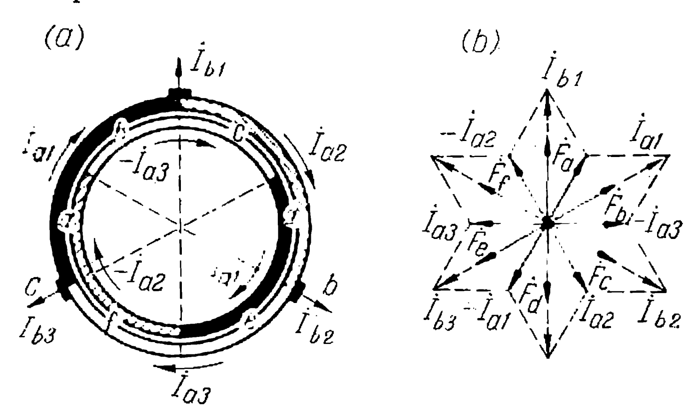


Fig. 27-9. Zones de phase pour le cas d'un nombre impair de phases d'une machine.

En comparant les diagrammes de la fig. 27-8 et de la fig. 27-9 on remarque que la F.M.M. équivalente de l'induit dans le cas d'un système hexaphasé est plus grande dans le rapport $\frac{2}{\sqrt{3}}$ que dans le cas d'un courant triphasé car dans le premier cas les F.M.M. des couches supérieure et inférieure s'ajoutent algébriquement, tandis que dans le second cas elles s'ajoutent géométriquement. Grâce à cela pour un système triphasé à répartition des balais sur le collecteur, le courant passant par un balai est 1,15 fois plus grand que dans un système hexaphasé.

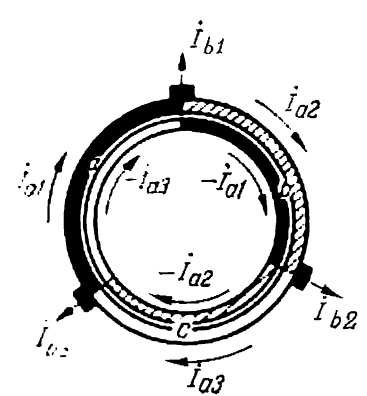


Fig. 27-10. Zones de phase d'un enroulement à pas $y = \frac{2}{3}\tau$

b) Enroulements à pas raccourci. Si l'enroulement a un pas $y = \frac{2}{3}\tau$, c'est-à-dire que le raccourcissement du pas est de $\frac{1}{3}\tau$, le tableau de parcours des enroulements d'induit par les courants aura la forme représentée sur la fig. 27-10. Nous voyons que dans ce cas l'enroulement forme autant de zones équivalentes que le système de balais en comporte de phases et le nombre de zones n'est pas doublé, comme dans le cas précédent. La courbe des F.M.M.

d'un tel système diffère bien de la sinusoïde et de ce fait dans cette courbe apparaissent des harmoniques nettement accusés. Un tel enroulement est utilisé, par exemple, dans la machine de Scherbius dont la description est donnée au chap. XXXII.

27-5. Commutation dans les machines à courant alternatif à collecteur

a) La commutation dans les machines monophasées. Supposons que le courant i_a varie sinusoïdalement dans le temps (fig. 27-11). La commutation du courant peut commencer à un instant quelconque, c'est-à-dire pour une valeur instantanée quelconque de i_a. Le courant commuté à l'instant initial de la commutation diffère un peu en valeur du courant de l'instant final de la commutation ; mais pour les vitesses de rotation normales des moteurs ce fait n'a pas d'importance car la période de commutation T_c ne dépasse généralement pas 0,001 s.

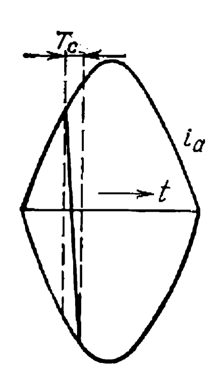


Fig. 27-11. Commutation du courant dans une machine monophasée à collecteur.

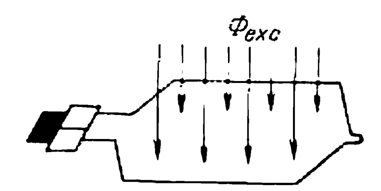


Fig. 27-12. Flux Φ_{exc} dans une section en commutation.

Deux F.É.M. prennent naissance pendant la période de commutation dans la section commutée : a) la F.É.M. de réaction e_r et b) la F.É.M. de transformation $e_{tr.\ c}$.

La F.É.M. de réaction dépend de la valeur de la variation du courant lors du passage de la section d'une branche parallèle à une autre. Par conséquent, elle atteint sa valeur maximale lorsque $i_a = I_m$ et elle est nulle lorsque $i_a = 0$ (fig. 27-11). De cette façon la F.É.M. de réaction est en phase avec le courant i_a. La valeur efficace de la F.É.M. de réaction est déterminée d'après la même formule que pour les machines à courant continu, à savoir :

$$E_r = 2w_s v_a l \Lambda' A, \qquad (27\text{-}14)$$

où A est la valeur efficace de la charge linéaire du rotor.

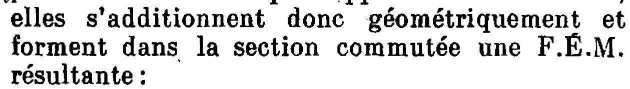
La F.É.M. de transformation prend naissance dans la section commutée par suite des ondulations du flux des pôles Φ_{exc} (fig. 27-12). Si l'enroulement est à pas total $y = \tau$ et si le flux varie dans le

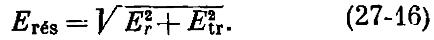
temps sinusoïdalement, on a:

$$E_{tr.\,c} = \pi \sqrt{2} f w_s \Phi_m, \qquad (27\text{-}15)$$

où Φ_m représente l'amplitude du flux passant par l'induit. Par la suite nous omettrons l'indice « c » en parlant de E_{tr}.

La F.É.M. de transformation retarde sur le flux Φ_{exc} et par conséquent sur le courant I_{exc} de 90°. Dans les moteurs à excitation série (voir fig. 28-1) dans lesquels le courant I passe par les enroulements d'excitation et d'induit qui sont connectés en série, les F.É.M. E_r et E_{tr} sont décalées l'une par rapport à l'autre de 90°; elles s'additionnent donc géométriquement et forment dans la section commutée une F.É.M. résultante:





$$E_{rés} = \sqrt{E_r^2 + E_{tr}^2}. \qquad (27\text{-}16)$$

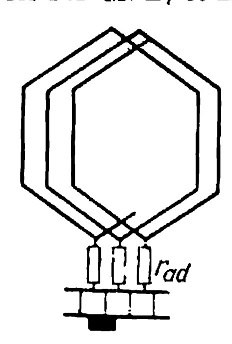


Fig. 27-13. Résistances additionnelles r_{ad}.

Dans la section sous l'influence de cette F.É.M. prend naissance un courant $I_c = \frac{E_{rés}}{z_c}$, où z_c est l'impédance de la section qui comprend également la résistance balai-collecteur. Généralement z_c est petite et pour cette raison le courant I_c peut atteindre une grande valeur en dépassant le courant normal de la section de 10 à 12 fois. Cela entraîne une répartition très inégale de la densité de courant sous le balai et peut être la cause de fortes étincelles au collecteur.

Pour réduire le courant I_c on peut:

a) augmenter l'impédance z_c;

b) diminuer la F.É.M. $E_{rés}$ en réduisant l'une ou les deux composantes et

c) compenser les F.É.M. E_r et E_{tr} en introduisant dans le circuit de commutation des F.É.M. complémentaires.

Parmi les moyens du premier genre on peut classer:

a) le choix des balais durs à grande résistance de contact et

b) l'introduction des résistances additionnelles spéciales r_{ad} entre chaque section de l'enroulement d'induit et la lame du collecteur qui lui correspond (fig. 27-13).

Si le courant du moteur I est donné, toutes les autres conditions étant les mêmes, l'adoption de balais durs assurant une moindre densité de courant conduit à l'accroissement de la surface de travail des balais; les pertes mécaniques dues au frottement des balais contre le collecteur et les pertes dans le contact même augmentent en rapport.

Les résistances additionnelles sont généralement fabriquées en un matériau à résistivité relativement grande et sont placées dans les mêmes encoches que l'enroulement d'induit. On peut y admettre une grande densité de courant car chaque résistance additionnelle

est parcourue par le courant pendant un temps relativement court, lorsque dans la section qui correspond à la résistance donnée se produit la commutation du courant.

Les résistances additionnelles sont utilisées surtout dans les moteurs de traction monophasés. C'est un très bon moyen pour améliorer la commutation du moteur mais elles le compliquent au point de vue de construction, diminuent son rendement de 1 ou 2 % et augmentent l'échauffement du moteur.

De plus, au démarrage, tant que le moteur est immobile, le courant parcourt seulement un groupe de résistances additionnelles; pour cette raison, si le moteur ne démarre pas instantanément, ce groupe peut chauffer excessivement et même brûler. C'est pour cette raison que les résistances additionnelles furent longtemps inutilisées mais actuellement elles trouvent leur emploi dans les moteurs de traction monophasés de 25 et de 50 Hz, permettant d'augmenter la tension au collecteur et assurant, lorsqu'elles sont bien exécutées, un fonctionnement sûr du moteur pendant des démarrages longs et pénibles du train.

En parlant de la diminution de la F.É.M. $E_{rés}$ nous devons avoir en vue tout d'abord la F.É.M. E_{tr}. En effet, la F.É.M. de réaction E_r, qui prend naissance dans les machines à courant alternatif à collecteur, est par sa nature la même que dans les machines à courant continu. Elle est nulle lors du démarrage du moteur et dépend pendant sa marche de la vitesse de rotation et de la charge [formule (27-14)]. Il en résulte que pour compenser la F.É.M. E_r dans les machines à courant alternatif à collecteur on peut employer la même méthode que dans les machines à courant continu, c.-à-.d. des pôles auxiliaires à excitation en série.

A la différence de la F.É.M. de réaction, la F.É.M. de transformation E_{tr} a lieu pour n'importe quel régime de fonctionnement, c'est-à-dire lorsque l'induit est immobile ($n = 0$) ou lorsqu'il tourne. Mais pour $n = 0$, par exemple, lors du démarrage du moteur, la F.É.M. créée par les pôles auxiliaires est nulle et par conséquent la F.É.M. E_{tr} n'est pas compensée.

L'expérience prouve qu'une commutation satisfaisante n'est possible que lorsque la F.É.M. non compensée dans la section commutée ne dépasse pas 1,2 ou 1,5 V.

b) La commutation dans les machines triphasées. Dans la section commutée d'une machine triphasée ou en général d'une machine polyphasée à collecteur prennent naissance les mêmes F.É.M. e_r et e_{tr} que dans une machine monophasée. Mais le phénomène y est plus compliqué et il en est de même de l'expression de ces F.É.M.

Examinons d'abord la F.É.M. e_r en admettant qu'il s'agit d'une machine triphasée, c'est-à-dire que $m = 3$. Soit T_{rot} le temps, pendant lequel l'induit tourne d'un tour, égal à $\frac{3}{2} T$, où T est le temps

d'une période du courant alternatif (fig. 27-14). Vu que les balais sont répartis sur le collecteur à distance égale l'un de l'autre, le temps durant lequel la section de l'enroulement d'induit se déplacera d'un balai à l'autre est

$$\frac{T_{\text{rot}}}{3}=\frac{1}{2}T.$$

Admettons que les courants intérieurs dans les phases A, B, C varient sinusoïdalement et que l'induit tourne de gauche à droite. Pendant le temps de $\frac{1}{2}T$, durant lequel la section F se déplace du balai a jusqu'au balai b, le courant dans cette section variera suivant

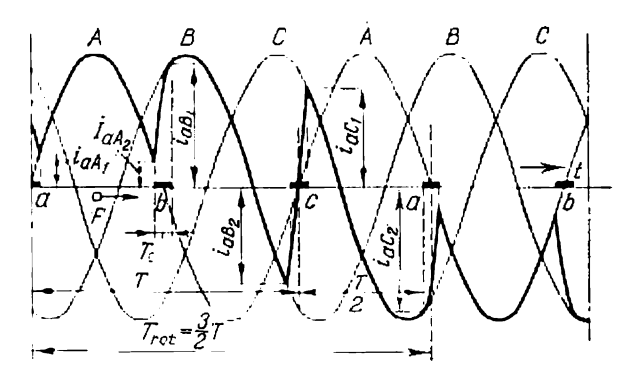


Fig. 27-14. Commutation du courant dans une machine triphasée à collecteur.

la partie en gras de la sinusoïde A de i_{aA_1} à i_{aA_2}. Durant le temps de commutation T_c, la section F passera de la phase A à la phase B, par suite de quoi le courant de commutation doit passer de la valeur i_{aA_2} à la valeur i_{aB_1}.

Nous admettrons que la commutation est linéaire. Par la suite les variations du courant dans la section lors du passage de celle-ci d'un balai à l'autre et pendant la commutation sont de nature analogue (tronçons en gras sur la fig. 27-14). Il faut souligner que la variation du courant dans les différentes sections n'est pas de même nature, car certaines sections arrivent sous le balai et commencent à commuter le courant plus tôt que la section F tandis que d'autres sections y arrivent plus tard.

On voit sur le dessin que la variation du courant commuté dans la section donnée est égale à la différence instantanée des courants des deux phases auxquelles appartient la section avant et après la commutation. Si l'on admet que le temps de commutation est infiniment petit ($T_c = 0$) cette différence représente la valeur instantanée du courant de ligne qui arrive dans le balai sous lequel se trouve la section en commutation.

En passant aux valeurs efficaces nous pouvons dire que la valeur efficace moyenne de la F.É.M. E_r pendant le temps de commutation T_c est déterminée par la différence géométrique des valeurs efficaces des deux courants de phase ou par la valeur efficace du courant dans le balai (voir fig. 27-9,*a*). Si la largeur du balai est égale à celle de l'intervalle au collecteur, on a $E_r = L_s \frac{I_b}{T_c}$ ou, vu que $I_b = 2I_a \sin \pi/m$ [(formule (27-12)], on a:

$$E_r = L_s \frac{2I_a}{T_c} \sin \frac{\pi}{m}, \tag{27-17}$$

où L_s est l'inductance d'une section de l'enroulement d'induit.

La formule (27-17) diffère de la formule correspondante (5-35) (tome I) pour les machines à courant continu seulement par le multiplicateur $\sin \frac{\pi}{m}$. Pour cette raison dans les machines polyphasées à collecteur on a:

$$E_r = 2w_s v_a l \Lambda' A \sin \frac{\pi}{m}. \tag{27-18}$$

En calculant la perméance Λ' il faut distinguer les enroulements à nombre de phases impair et à nombre de phases pair. Sur la fig. 27-9,*a* on a représenté schématiquement un enroulement à deux couches à pas total de l'induit d'une machine triphasée ($m = 3$, nombre impair). Nous voyons que lorsque les conducteurs dans la couche supérieure de l'encoche qui se trouve sous le balai *a* sont en commutation, les conducteurs *b* dans la couche inférieure de la même encoche ne commutent pas le courant. Inversement, dans une machine hexaphasée ($m = 6$, nombre pair) dont l'induit a un enroulement à deux couches à pas total, tous les conducteurs dans l'encoche qui se trouve sous le balai (fig. 27-8,*a*) commutent simultanément. De cette façon, dans le second cas le courant commuté dans l'encoche est deux fois plus grand que dans le premier cas. Comme pour les machines à courant continu (tome I, § 5-8), on a: dans les machines *à nombre de phases impair*:

$$\Lambda' = \Lambda_{en} + \Lambda_d + \frac{l_f}{l} \Lambda_f \tag{27-19}$$

et dans les machines *à nombre de phases pair*:

$$\Lambda' = 2(\Lambda_{en} + \Lambda_d) + \frac{l_f}{l} \Lambda_f. \tag{27-20}$$

Si la largeur du balai est supérieure à celle de la lame du collecteur, tout ce qui a été dit à ce sujet dans le tome I, § 5-7 reste valable.

Il résulte de la formule (27-18) que la F.É.M. e_r atteint sa valeur maximale lorsque la charge linéaire A ou, autrement dit, le courant I atteint le maximum. Il en résulte que le vecteur E_r de la F.É.M. de réaction est en phase avec le vecteur du courant I.

Examinons maintenant la F.É.M. E_{tr} qui prend naissance dans une section court-circuitée lorsqu'elle coupe le flux tournant Φ_m.

La valeur E_{tr} dépend du nombre de spires branchées en série de la section court-circuitée w_s, de la valeur du flux Φ_m et de la vitesse du flux par rapport à la section $n_1 \mp n$. Le signe « moins » convient au cas où le flux tourne dans le même sens que l'induit et leur vitesse relative diminue, tandis que le signe « plus » convient au cas où le flux et l'induit tournent en sens inverses et leur vitesse relative augmente.

On a donc:

$$E_{tr} = \pi \sqrt{2} \frac{p(n_1 \mp n)}{60} w_s \Phi_m = \pi \sqrt{2} (f \mp f_{rot}) w_s \Phi_m. \quad (27\text{-}21)$$

Selon la règle générale le vecteur E_{tr} de la F.É.M. de transformation retarde sur le vecteur du flux de 90°.

Vu que dans le cas général les F.É.M. E_r et E_{tr} ne sont pas en phase, la F.É.M. résultante dans la section court-circuitée est la somme géométrique des F.É.M. E_r et E_{tr}. Comme dans les machines monophasées, la commutation satisfaisante dans les machines triphasées à collecteur n'est possible que lorsque la F.É.M. non compensée dans la section commutée $E_{rés} \leqslant 1{,}2$ à $1{,}5$ V. Les méthodes d'amélioration de la commutation sont ici les mêmes que celles indiquées dans le § 27-5,a. Les particularités de la commutation pour certains types de machines sont examinées séparément.

Chapitre XXVIII

MOTEURS MONOPHASÉS À COLLECTEUR

28-1. Principe de fonctionnement et couple d'un moteur monophasé à excitation série

Le schéma de principe d'un moteur monophasé à excitation série est indiqué sur la fig. 28-1, où *Ind* est l'induit qui est un induit normal d'une machine à courant continu; *Exc* est l'enroulement d'excitation connecté en série avec l'induit; P_{aux} sont les pôles auxiliaires servant, comme dans les machines à courant continu, à améliorer la commutation du courant; C est l'enroulement de compensation servant à améliorer le cosinus φ du moteur par compensation de la réaction d'induit. Le circuit magnétique du moteur est en tôles d'acier pour réduire les pertes par courants de Foucault. Les balais sont montés suivant la ligne neutre théorique.

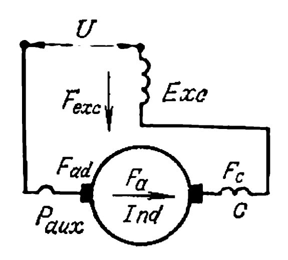


Fig. 28-1. Schéma de principe d'un moteur série monophasé.

Vu que l'enroulement d'excitation est branché en série avec l'induit, le courant d'induit i_a et la F.M.M. F_{exc}, créée par les pôles, sont en phase. Mais le flux Φ_{exc}, engendré par la F.M.M. F_{exc} et passant par l'induit, retarde sur le courant d'un angle γ (fig. 28-2,*b*) sous l'action des pertes dans le fer et surtout sous l'action des courants dans les sections court-circuitées de l'enroulement d'induit qui sont liées électromagnétiquement avec l'enroulement d'excitation du moteur (voir § 28-2 et fig. 28-3). Nous admettrons que le courant i_a et le flux Φ_{exc} varient sinusoïdalement dans le temps, c'est-à-dire que $i_a = I_{am} \sin \omega t$ et $\Phi_{exc} = \Phi_m \sin (\omega t - \gamma)$. Vu que le moteur monophasé est en réalité un moteur à courant continu alimenté en courant alternatif, la valeur instantanée du couple moteur sur l'arbre de son induit peut être exprimée par la formule (10-6), tome I, pour un couple électromagnétique d'un moteur à courant continu, voire:

$$C_t = \frac{N i_a}{\pi} p\Phi_{exc} = \frac{N I_{am}}{\pi} p\Phi_m \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \gamma). \qquad (28\text{-}1)$$

Si l'on admet que l'angle γ est égal à zéro on a:

$$C_t = \frac{NI_{am}}{\pi} p\Phi_m \sin^2 \omega t. \qquad (28\text{-}2)$$

Dans ce cas le couple d'un moteur monophasé à excitation série reste positif pendant la durée de la période T en variant sinusoïdalement pendant une demi-période depuis zéro jusqu'à la valeur maximale $C_m = \frac{NI_{am}}{\pi} p\Phi_m$ (fig. 28-2,*a*).

Lorsque l'angle γ n'est pas nul, le couple du moteur a la forme représentée sur la fig. 28-2, *b*, c'est-à-dire qu'il reste positif pendant

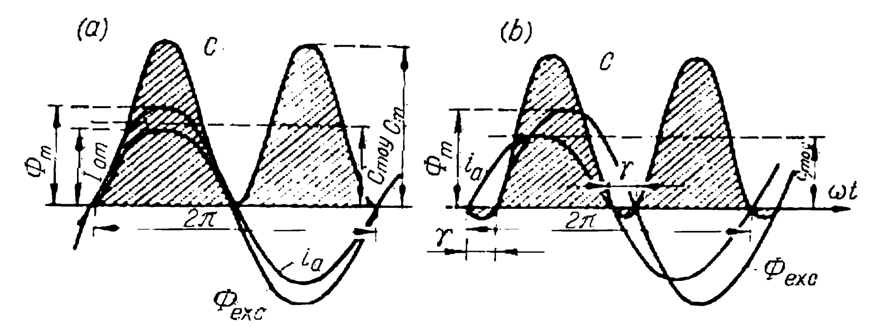


Fig. 28-2. Couple des moteurs monophasés à collecteur:
a) le courant dans l'induit est en phase avec le flux ; *b*) le courant dans l'induit n'est pas en phase avec le flux.

le temps qui correspond à l'angle $\pi - \gamma$ et a des valeurs négatives conformément à l'angle γ. La valeur moyenne du couple moteur sur l'arbre est:

$$C_{\text{moy}} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi C_t\, dt = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{NI_{am}}{\pi} p\Phi_m \sin \omega t \times$$

$$\times \sin(\omega t - \gamma)\, dt = \frac{NI_{am}}{2\pi} p\Phi_m \cos \gamma = \frac{NI_a}{\pi} p \frac{\Phi_m}{\sqrt{2}} \cos \gamma, \qquad (28\text{-}3)$$

où I_a représente la valeur efficace du courant dans une branche parallèle de l'enroulement d'induit du moteur, Φ_m l'amplitude du flux magnétique principal.

28-2. Diagramme vectoriel d'un moteur monophasé à excitation série

Lors du passage du courant I il existe dans le moteur les F.M.M. d'excitation F_{exc}, de l'induit F_a, de l'enroulement de compensation F_c, des pôles auxiliaires F_{aux} et la F.M.M. F_{com} créée par les courants dans les sections commutées.

La F.M.M. de l'enroulement d'excitation F_{exc} crée le flux total des pôles Φ_m ; une partie de ce flux Φ_m traverse l'enroulement d'in-

duit et forme le flux principal du moteur, tandis que l'autre partie, qui encercle seulement l'enroulement d'excitation, forme le flux de dispersion de cet enroulement $\Phi_{exc\sigma}$.

Les F.M.M. F_a et F_c sont opposées. Généralement $F_a = F_c$ et par conséquent ces F.M.M. créent seulement des flux de dispersion $\Phi_{a\sigma}$ et $\Phi_{c\sigma}$ dont chacun encercle seulement l'enroulement correspondant.

La F.M.M. F_{aux} crée le flux Φ_{aux} ; l'action de ce flux est la même que dans les machines à courant continu (tome I, § 6-4).

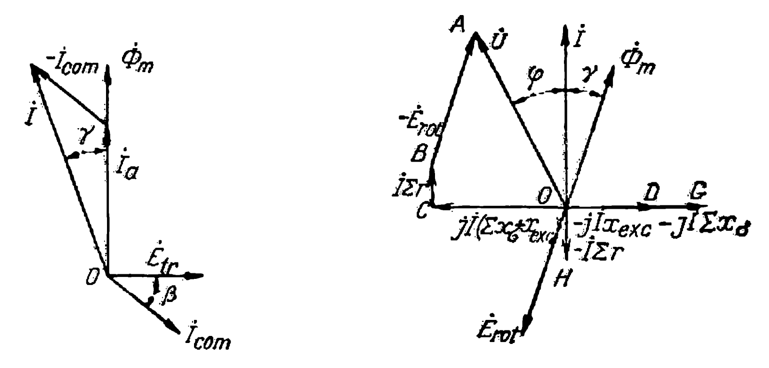


Fig. 28-3. Action du courant de commutation.

Fig. 28-4. Diagramme vectoriel d'un moteur monophasé série.

L'action de la F.M.M. F_{com} est indiquée sur la fig. 28-3 en partant de l'hypothèse que la F.É.M. de transformation $\dot{E}_{tr}$, qui est en retard sur le flux d'excitation principal Φ_m de 90°, joue un rôle dominant. Le courant $\dot{I}_{com}$, créé par la F.É.M. $\dot{E}_{tr}$ dans les sections commutées, retarde sur cette dernière d'un angle β déterminé par les paramètres de ces sections. De cette façon, suivant l'axe des pôles on a un transformateur dont l'enroulement primaire est représenté par l'enroulement d'excitation et l'enroulement secondaire, par les sections en commutation. En construisant un diagramme des courants par la méthode généralement employée pour les transformateurs, on trouve que le courant I est en avance sur le flux Φ_m d'un angle γ.

Conformément à ce que nous avons dit, la fig. 28-4 représente le diagramme vectoriel d'un moteur à excitation série. Supposons que le moteur tourne à la vitesse n et que les balais sont calés sur la ligne neutre théorique. Dans ce cas la F.É.M. de transformation aux balais, créée par le flux d'excitation principal Φ_m, est nulle (fig. 28-1) ; la F.É.M. $\dot{E}_{rot}$, créée par le même flux, est en opposition de phase avec le flux Φ_m, car lorsque la machine fonctionne en moteur la F.É.M. $\dot{E}_{rot}$ s'oppose au passage du courant $\dot{I}$. De plus,

dans le moteur existent : a) la F.É.M. $\overline{OD} = -j\dot{I}x_{exc}$, où x_{exc} est la réactance de l'enroulement d'excitation qui correspond au flux d'excitation total Φ_{exc} ; b) la F.É.M. $\overline{DG} = -j\dot{I}\Sigma x_{\sigma}$, où Σx_{σ} est la réactance qui correspond aux flux de dispersion de l'induit, de l'enroulement de compensation et au flux des pôles auxiliaires ; c) la F.É.M. $\overline{OH} = -\dot{I}\Sigma r$, où Σr est la somme de toutes les résistances du moteur y compris la résistance balai-collecteur. L'équation de la F.É.M. du moteur s'écrit alors ainsi :

$$\dot{U} = j\dot{I}(\Sigma x_{\sigma} + x_{exc}) + \dot{I}\Sigma r + (-\dot{E}_{rot}) = \overline{OC} + \overline{CB} + \overline{BA} = \overline{OA},$$

où $\overline{OC}$, $\overline{CB}$ et $\overline{BA}$ sont les composantes de la tension $\overline{OA}$ appliquée au moteur et dont chacune est en équilibre avec la F.É.M correspondante. Le déphasage entre la tension $\dot{U}$ et le courant $\dot{I}$ est déterminé par l'angle φ. Pour améliorer le cos φ et les valeurs numériques de celui-ci, voir le § 28-4.

28-3. Méthodes d'amélioration de la commutation dans les moteurs monophasés à excitation série

Il résulte de tout ce que nous avons dit précédemment (voir le § 27-5) que la commutation dans les moteurs monophasés à excitation série est rendue plus difficile que la commutation dans les moteurs à courant continu à excitation série par le fait que, outre la F.É.M. de réaction E_r, dans la section commutée du moteur à courant alternatif une F.É.M. de transformation E_{tr} prend naissance. Pour le fonctionnement normal des moteurs monophasés à excitation série une compensation plus complète des deux F.É.M. est nécessaire.

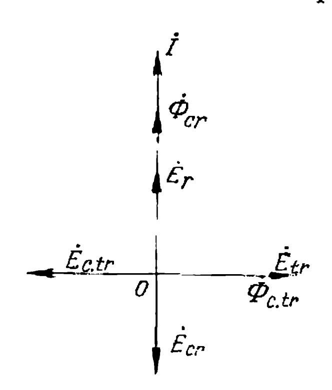


Fig. 28-5. Compensation des F.É.M. E_r et E_{tr}.

a) Compensation de la F.É.M. de réaction E_r. Comme nous l'avons déjà dit (§ 27-5), la F.É.M. E_r est en phase avec le courant I et varie proportionnellement à la vitesse de rotation de l'induit. Pour compenser cette F.É.M. il faut créer un flux Φ_{cr} en phase avec le courant I (fig. 28-5). On peut le réaliser à l'aide des pôles auxiliaires à excitation série dont la polarité est établie comme dans les machines à courant continu (tome I, § 6-4). Lorsque l'induit tourne dans le champ de ces pôles dans la section commutée est créée une F.É.M. E_{cr} opposée à la F.É.M. E_r. Si le flux Φ_{cr} varie

sinusoïdalement dans le temps, on a:

$$E_{cr} = 2w_s v_a l \frac{B_{cr}}{\sqrt{2}}, \tag{28-4}$$

où B_{cr} est la valeur maximale de l'induction dans l'entrefer sous le pôle auxiliaire.

La compensation complète est assurée à condition que $E_{cr} = E_r$. En introduisant dans cette égalité les valeurs correspondantes de E_{cr} et E_r [formules (28-4) et (27-14)] et en faisant la réduction, on obtient:

$$B_c = \sqrt{2}\Lambda' A. \tag{28-5}$$

On voit bien que lorsqu'on assure l'égalité (28-5) les pôles auxiliaires à excitation série créent un champ de commutation régulier qui permet de compenser la F.É.M. E_r à toutes les vitesses et à toutes les valeurs du courant de charge.

b) Compensation de la F.É.M. de transformation E_{tr}. Nous avons déjà dit (§ 27-5) que la F.É.M. E_{tr} ne dépend pas de la vitesse de rotation de l'induit et retarde sur le courant I de 90°, c'est-à-dire qu'elle est en quadrature avec la F.É.M. E_r (fig. 28-5). Lorsque le moteur tourne la F.É.M. de transformation peut être compensée à l'aide des pôles auxiliaires, comme la F.É.M. de réaction. Il faut pour cela créer un flux $\Phi_{c.\,tr}$ en quadrature avec le flux Φ_{cr} et par conséquent avec le courant I. Avec une polarité convenable des pôles auxiliaires la F.É.M. $E_{c.\,tr}$, créée dans la section commutée par le flux $\Phi_{c.\,tr}$ lors de la rotation de l'induit, sera opposée à la F.É.M. E_{tr}.

De façon analogue à la formule (28-4) on a:

$$E_{c.\,tr} = 2w_s v_a l \frac{B_{c.\,tr}}{\sqrt{2}}. \tag{28-6}$$

En comparant cette formule à la formule (27-15) pour la F.É.M. E_{tr}, on obtient:

$$B_{c.\,tr} = \frac{\pi f \Phi_{exc}}{l v_a}. \tag{28-7}$$

Les relations entre les F.É.M. E_{tr} et $E_{c.tr}$ pour différents régimes de fonctionnement du moteur sont indiquées sur la fig. 28-6,*a*, *b*, *c*. On suppose que les pôles auxiliaires ne sont pas saturés, c'est-à-dire qu'on peut admettre que le flux du pôle auxiliaire varie proportionnellement au courant I_{aux}. Sur la fig. 28-6,*a* sont représentées les courbes E_{tr} et $E_{c.\,tr}$ en fonction du courant I, la vitesse de rotation n étant constante. Selon la formule (27-15), $E_{tr} = C\Phi_m$, c'est-à-dire que la courbe E_{tr} a la forme de la courbe d'aimantation, tandis que $E_{c.\,tr} = CB_{c.\,tr} \equiv I$.

La fig. 28-6,*b* représente les mêmes courbes en fonction de la vitesse de rotation n pour I = const. Dans le cas général de fonctionnement du moteur à différentes vitesses et aux courants de charge qui leur correspondent, les courbes E_{tr} et $E_{c.\,tr}$ ont la forme présentée sur la fig. 28-6,*c* ; pour $n = 0$ la F.É.M. $E_{c.\,tr} = 0$, tandis que E_{tr} peut atteindre une grande valeur selon l'accroissement du courant I et du flux Φ_m lors du démarrage du moteur ; lors du passage aux faibles charges on peut admettre que le flux $\Phi_{c.tr}$ est proportionnel au courant I et la vitesse de rotation de l'induit est inversement proportionnelle au courant I ; conformément à cela $E_{c.\,tr} = Cn\,\Phi_{c.\,tr} \approx$ const et E_{tr} diminue proportionnellement à la diminution du courant I.

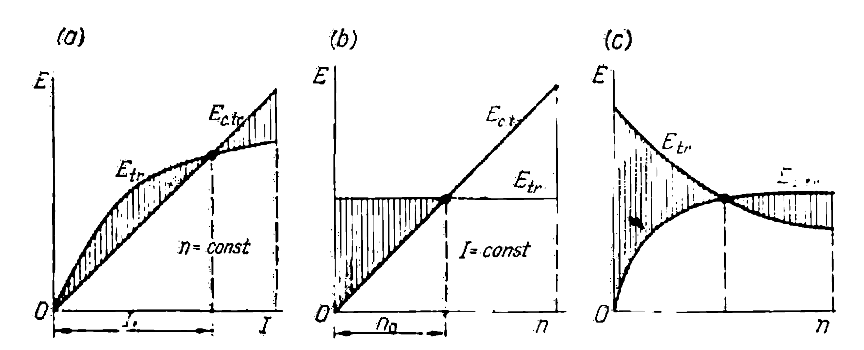


Fig. 28-6. Courbes E_{tr} et $E_{c.\,tr}$ pour différents régimes de travail du moteur.

On voit d'après ces diagrammes que la compensation totale des F.É.M. E_{tr} et $E_{c.\,tr}$ n'est possible qu'en un seul point et lorsqu'on s'éloigne de ce dernier le déséquilibre des F.É.M. augmente et, par conséquent, le danger de déréglage de la commutation.

Pour créer le flux $\Phi_{c.\,tr}$ on peut placer sur le stator un enroulement spécial connecté en parallèle aux bornes du moteur (au réseau). Mais on emploie plus souvent le shuntage de l'enroulement du pôle auxiliaire à excitation série P_{aux} par une résistance (fig. 28-7). Ce cas est illustré par le diagramme vectoriel de la fig. 28-8,*a*. Nous admettrons que l'enroulement des pôles auxiliaires présente seulement une réactance; dans ce cas le courant $\dot{I}_R = AB$ dans la résistance R et le courant $\dot{I}_{aux} = \overline{OA}$ dans l'enroulement P_{aux} sont en quadrature et $\dot{I}_R + \dot{I}_{aux} = \dot{I} = \overline{OB}$, où $\dot{I}$ est le courant dans l'induit du moteur. Le courant $\dot{I}_{aux}$ crée le flux de commutation Φ_{com} qui comprend deux composantes dont l'une $\Phi_{cr} = OC$ est dirigée dans le sens du courant I et l'autre $\Phi_{c.\,tr} = CA$ est en retard sur le courant de 90°. Lorsque la polarité des pôles auxiliaires est choisie correctement les flux Φ_{cr} et $\Phi_{c.\,tr}$ créent des F.É.M. E_{cr} et $E_{c.\,tr}$ qui équilibrent les F.É.M. E_r et E_{tr} (voir fig. 28-5).

Nous avons vu sur la fig. 28-6 que pour un régime de travail donné la compensation complète de la F.É.M. E_{tr} n'est possible qu'en un seul point. Pour étendre les limites de la compensation on connecte en parallèle à l'enroulement série des moteurs de traction, en plus de la résistance R, des capacités C_1 et C_2 (fig. 28-7). Dans ce cas l'enroulement des pôles auxiliaires et le système de capacités forment, pour ainsi dire, un circuit résonnant. Pour le courant donné dans la partie non ramifiée du circuit le courant dans l'enroulement P_{aux} passera de la valeur I_{aux} à la valeur I'_{aux} (fig. 28-8,*b*) ; la

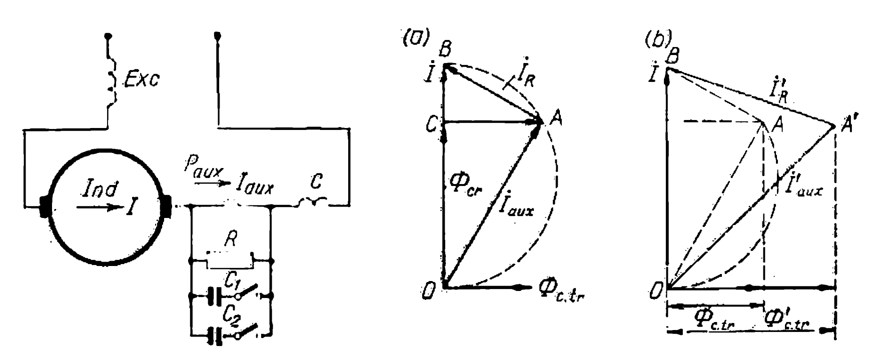


Fig. 28-7. Compensation de la F.É.M. E_{tr}.

Fig. 28-8. Diagrammes vectoriels lors du shuntage des pôles auxiliaires:
a) par une résistance; *b*) par une résistance et une capacité.

tension aux bornes de l'enroulement P_{aux} augmentera en rapport et le courant dans la résistance I_R passera à la valeur I'_R. Le point A se déplacera pour venir en A' et le flux $\Phi_{c.\,tr}$ augmentera jusqu'à la valeur $\Phi'_{c.\,tr}$. En choisissant convenablement le système de capacités on peut élargir la zone de compensation de la F.É.M. E_{tr} et de cette façon améliorer les conditions de commutation du courant du moteur.

Outre les capacités, on peut utiliser des réactances réglables; l'ensemble des résistances et des réactances peut être connecté à l'enroulement P_{aux} par l'intermédiaire d'un transformateur.

Il résulte de tout ce que nous avons dit qu'en ce qui concerne la compensation de la F.É.M. E_{tr}, le moteur monophasé à collecteur se trouve dans des conditions pénibles au démarrage. Dans ce cas la F.É.M. E_{tr} augmente par suite de l'accroissement du courant de démarrage et du flux d'excitation Φ_{exc} car à l'instant du lancement ($n = 0$) la F.É.M. de compensation $E_{c.\,tr} = 0$. L'expérience prouve qu'au démarrage la F.É.M. E_{tr} ne doit pas dépasser 3,5 à 3,75 V, si des mesures spéciales ne sont pas prises pour limiter le courant complémentaire de court-circuit qui prend naissance dans la section commutée sous l'action de la F.É.M. E_{tr}. D'autre part, avec des valeurs moindres de E_{tr} les dimensions du moteur augmentent;

ceci est particulièrement important lorsqu'il s'agit des moteurs de grande puissance, par exemple des moteurs installés dans les locomotives de grandes lignes (et dont la puissance est de l'ordre de 400 à 800 kW).

Vu le développement de l'électrification des chemins de fer à courant monophasé de fréquence industrielle il est devenu nécessaire d'accroître les limites admissibles de la F.É.M. E_{tr}. A cette fin on utilise dans les moteurs de traction à fréquence industrielle des résistances additionnelles entre l'enroulement d'induit et le collecteur (voir fig. 27-13), qui à cette fréquence sont très utiles. Pour cette même raison, dans les moteurs de traction à fréquence industrielle construits en France on a utilisé un enroulement imbriqué complexe avec connexions équipotentielles de deuxième genre (voir fig. 3-47, 3-62, tome I). Dans ce cas entre les deux lames du collecteur agit seulement la moitié de la F.É.M. E_{tr} induite par le flux principal dans la spire de l'enroulement d'induit et pour cette raison on peut admettre une F.É.M. E_{tr} plus grande par spire. Dans les moteurs de grande puissance ce mode de construction est utile.

28-4. Caractéristiques d'un moteur monophasé à excitation série

La caractéristique de vitesse $n = f(C)$ pour $U =$ const et $f =$ = const d'un moteur monophasé à excitation série est analogue à celle d'un moteur à courant continu à excitation série. Lors de la variation de la tension cette relation ne change pas de nature, mais la courbe $n = f(C)$ se trouve plus bas si la tension U est diminuée et plus haut si cette tension est augmentée.

La fig. 28-9 représente les courbes $n = f(C)$ et $I = f(C)$ pour différentes tensions aux bornes d'un moteur de pont roulant de 36,5 kW, 1000 tr/mn. Toutes les valeurs sont exprimées en pour-cent de leurs valeurs pour la charge nominale à la tension nominale. On voit d'après ces courbes que pour le démarrage à couple nominal ce moteur exige 47 % de la tension nominale et pour le démarrage à $C_d = 1{,}8C_n$ il demande 60 % de U_n. Pour le réglage de la tension le moteur est connecté sur le réseau par l'intermédiaire d'un transformateur Tr à enroulement secondaire divisé en sections (fig. 28-10). Pour un tel mode de réglage on n'a pas besoin d'avoir des résistances de réglage dans le circuit principal, et en cela réside la différence caractéristique des moteurs monophasés à collecteur par rapport aux moteurs à courant continu. Le réglage à l'aide d'un transformateur se fait presque sans pertes et pour cette raison le rendement du moteur en service augmente.

La courbe $I = f(C)$, représentée sur la fig. 28-9, est de même nature que la courbe correspondante d'un moteur à courant continu à excitation série. Pour de faibles charges et par conséquent pour de faibles saturations le couple développé par un moteur monophasé

série est proportionnel au carré du courant et la courbe $I = f(C)$ dans sa partie initiale est de nature quadratique, mais à mesure que la saturation augmente cette courbe devient de plus en plus linéaire.

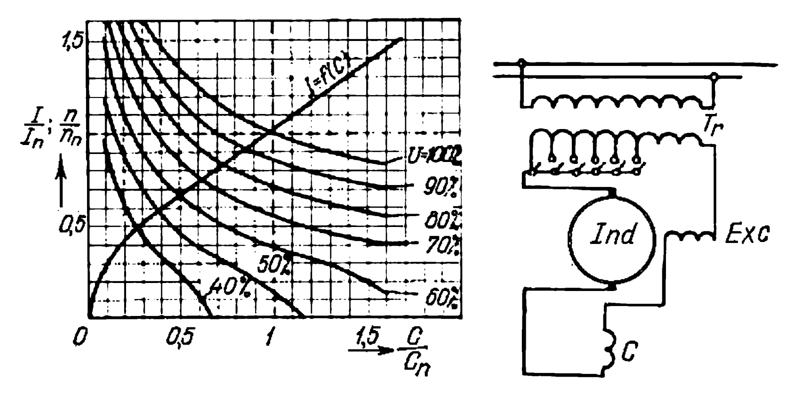


Fig. 28-9. Courbes $I = f(C)$ et $n = f(C)$ pour différentes valeurs de la tension.

Fig. 28-10. Schéma d'un moteur monophasé à collecteur pour un pont roulant.

Pour le même moteur de pont roulant on a indiqué sur la fig. 28-11 les courbes $\cos \varphi = f(C)$ et $\eta = f(C)$ pour différentes tensions aux bornes. Nous voyons que lorsque la tension baisse, le couple sur l'arbre étant imposé, le facteur de puissance et le rendement baissent.

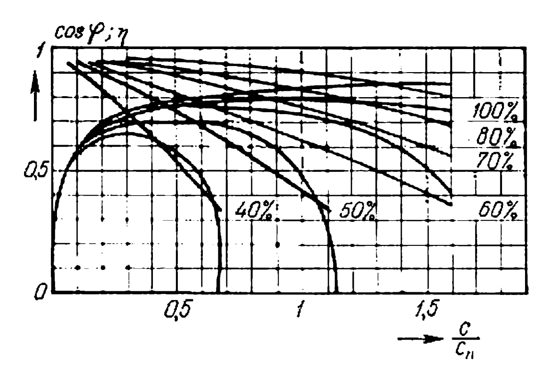


Fig. 28-11. Courbes $\cos \varphi$ et $\eta = f(C)$ pour U variable.

Pour élever le facteur de puissance il faut avoir une chute de tension inductive dans le circuit principal du moteur aussi petite que possible (composante OC sur la fig. 28-4). A cette fin on construit des moteurs avec un entrefer aussi petit que possible de façon à réduire le nombre de spires de l'enroulement d'excitation. Généralement dans les moteurs dont la puissance ne dépasse pas 100 kW l'entrefer est de 1,5 à 2,5 mm ; dans les moteurs de puissance plus

grande il est de 2 à 4 mm (il s'agit de l'entrefer sous les pôles principaux). Un autre moyen d'améliorer le facteur de puissance est la compensation de la réaction d'induit à l'aide d'un enroulement compensateur. Mais ces dernières années on a commencé à construire des moteurs monophasés à collecteur sans enroulement compensateur. Le facteur de puissance de tels moteurs qui est un peu plus petit est compensé par plusieurs avantages: dépense moindre de cuivre, plus grande simplicité de construction, meilleures conditions de passage du flux magnétique par l'entrefer sous les pôles principaux et réactance de dispersion moindre.

Le rendement d'un moteur monophasé série est inférieur à celui d'un moteur série à courant continu de même puissance. Cela s'explique par des pertes plus grandes dans le fer du moteur monophasé et par des pertes supplémentaires relativement plus grandes, surtout dues à la commutation vu les conditions plus difficiles de celle-ci.

Le facteur de puissance et le rendement des moteurs monophasés à collecteur utilisés en traction dépendent de la fréquence à laquelle le moteur fonctionne normalement. Nous avons déjà dit que pour améliorer la commutation on shunte les pôles auxiliaires par une résistance (fig. 28-7). Le calcul montre que pour la fréquence de $16\frac{2}{3}$ Hz (cette fréquence est largement utilisée en Suisse et en Suède) les pertes dans la résistance de shuntage généralement ne dépassent pas 1 %. Pour la fréquence de 25 Hz (utilisée aux Etats-Unis) ces pertes atteignent 2 à 2,5 % et pour la fréquence de 50 Hz (utilisée en France) elles arrivent à 5 ou même 7 %. Pour cette raison les moteurs de $16\frac{2}{3}$ Hz en régime nominal ont un facteur de puissance de 0,96 à 0,97 et un rendement de l'ordre de 90 %, tandis que les moteurs du même type fonctionnant à 50 Hz ont un facteur de puissance de 0,86 à 0,89 et un rendement de l'ordre de 85 à 89 %.

28-5. Utilisation des moteurs monophasés à collecteur

Les moteurs monophasés à collecteur sont utilisés surtout dans les chemins de fer électriques à courant monophasé.

Le problème d'électrification des chemins de fer avec emploi du courant alternatif a apparu au début de ce siècle.

Les premières lignes ferroviaires à courant monophasé avec utilisation des moteurs monophasés à collecteur ont été construites presque simultanément en Allemagne et aux Etats-Unis. Pour faciliter le fonctionnement des moteurs il a été proposé d'alimenter les lignes ferroviaires en courant de fréquence réduite (en comparaison avec la fréquence industrielle). En Europe, surtout en Allemagne, c'est le système du courant monophasé à $16\frac{2}{3}$ Hz qui a été développé, tandis qu'aux Etats-Unis on a adopté la fréquence de 25 Hz.

La réduction de la fréquence exigeait le montage des installations de transformation ou la construction de centrales spéciales. Pour cette raison dans les années 20 le problème du passage à l'alimentation des lignes ferroviaires par les réseaux à fréquence industrielle est apparu.

La solution de ce problème admet plusieurs variantes, en premier lieu, la transformation du courant monophasé du réseau d'alimentation en courant continu dans la locomotive à l'aide de convertisseurs tournants et de redresseurs ignitrons statiques ou de redresseurs secs. Les locomotives électriques à redresseurs ignitrons, grâce à leurs caractéristiques économiques et aux bonnes caractéristiques de démarrage, ont trouvé l'emploi en Union Soviétique et dans d'autres pays. Les autres systèmes sont : la transformation du courant monophasé en un système de courant triphasé ou diphasé et l'utilisation directe du courant monophasé à l'aide des moteurs monophasés à collecteur à fréquence industrielle.

La création du moteur à collecteur, nécessaire pour la dernière variante, a présenté de grandes difficultés et a demandé beaucoup de travail des nombreux constructeurs français, suisses et allemands. On a fini par créer un moteur ayant plusieurs particularités caractéristiques : le moteur a été étuidié avec un enroulement compensateur et sans un tel enroulement, les pôles auxiliaires sont shuntés par une résistance et une capacité, entre l'enroulement d'induit et le collecteur sont placées des résistances additionnelles, la ventilation du moteur a été améliorée.

De tels moteurs ont été installés dans les locomotives utilisées il y a peu de temps sur les lignes ferroviaires électrifiées des régions Nord et Nord-Est de la France.

Le démarrage prolongé des locomotives des trains de marchandises est l'un des obstacles freinant le développement des moteurs monophasés à collecteur à excitation série marchant à la fréquence industrielle .Mais pour les locomotives des trains de voyageurs et des voitures motrices les moteurs monophasés à collecteur de fréquence industrielle donnent des résultats tout à fait satisfaisants.

A l'heure actuelle les études sur l'utilisation du courant monophasé de fréquence industrielle en traction sont menées dans la section correspondante de l'Académie des sciences, à l'usine des locomotives électriques de Novotcherkask et dans plusieurs centres de recherches soviétiques.

28-6. Moteur à répulsion à deux enroulements statoriques

Le schéma de principe d'un moteur à répulsion à deux enroulements statoriques est représenté sur la fig. 28-12. Ce schéma est obtenu par transformation du schéma d'un moteur série à enroule-

ment compensateur séparé électriquement qui joue le rôle du circuit secondaire d'un transformateur par rapport à l'enroulement d'induit. Mais l'essence des choses ne change pas si l'enroulement *Ind* est utilisé comme circuit secondaire et l'enroulement de compensation *C* est connecté au réseau en série avec l'enroulement d'excitation *Exc*, comme indiqué sur la fig. 28-12. On peut donc construire l'induit d'un moteur à répulsion pour une tension réduite sans utiliser un transformateur abaisseur.

Pour élucider les propriétés d'un moteur à répulsion nous allons construire le diagramme vectoriel des F.É.M., l'induit étant en rotation. Marquons sur l'axe des ordonnées le vecteur de courant $\dot{I}_1$ qui

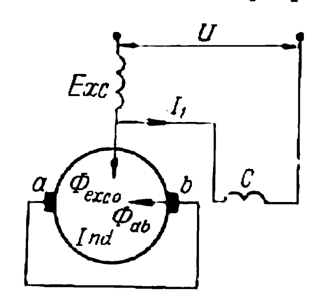


Fig. 28-12. Moteur à répulsion avec deux enroulements sur le stator.

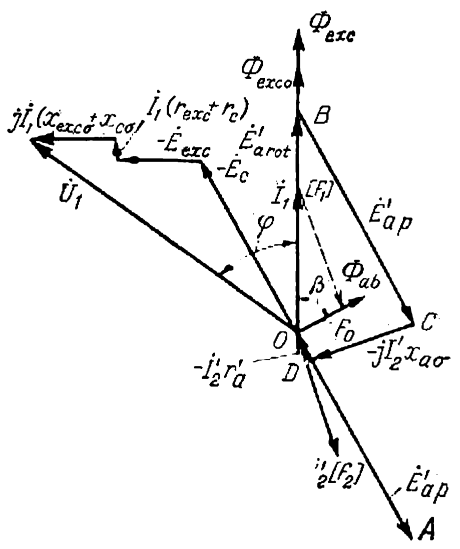


Fig. 28-13. Diagramme vectoriel d'un moteur à répulsion avec deux enroulements sur le stator.

circule dans le système primaire des enroulements (fig. 28-13). Le flux Φ_{exco} créé par l'enroulement d'excitation *Exc* est en phase avec le courant I_1. Par suite du couplage par transformateur entre les enroulements *Ind* et *C* le courant $\dot{I}'_2$ prend naissance dans l'induit. Les F.M.M. F_1 et F_2, créées respectivement par les courants $\dot{I}_1$ et $\dot{I}'_2$, se composent géométriquement et forment une F.M.M. résultante $\dot{F}_m = \dot{F}_1 + \dot{F}_2$ qui crée un flux Φ_{ab} dirigé dans l'espace suivant la ligne des balais a — b et en retard dans le temps sur le courant $\dot{I}_1$ de l'angle β.

Examinons d'abord la F.É.M. dans le circuit secondaire du moteur, c'est-à-dire dans l'enroulement d'induit.

Le flux Φ_{ab} crée aux balais a — b une F.É.M. pulsatoire $E'_{ap} = OA$ qui est en retard sur ce flux de 90°. Lorsque l'induit tourne

dans le flux Φ_{exc0}, aux balais $a - b$ apparaît une F.É.M. de rotation $E'_{a\,rot} = OB$ qui est en phase avec le flux Φ_{exc0} vu qu'elle tend à s'opposer au passage du courant $\dot{I}'_2$. De plus, il existe encore la F.É.M. de dispersion de l'enroulement d'induit $-j\dot{I}'_2 x'_{a\sigma}$ et la F.É.M. de résistance $-\dot{I}'_2 r_a$. Puisque l'enroulement d'induit est fermé sur lui-même on a:

$$\dot{E}'_{arot} + \dot{E}'_{ap} - j\dot{I}'_2 x'_{a\sigma} - \dot{I}'_2 r'_a = \overline{OB} + \overline{BC} + \overline{CD} + \overline{DO} = 0.$$

Examinons maintenant les F.É.M. dans le circuit primaire. Par suite de la pulsation des flux Φ_{exc} et Φ_{ab}, dans les enroulements *Exc* et *C* prennent naissance des F.É.M. de pulsation E_{exc} et E_c qui sont en retard sur les flux correspondants de 90°. Les composantes de tension $-\dot{E}_{exc}$ et $-\dot{E}_c$ sont en avance de 90° sur les flux Φ_{exc} et Φ_{ab}. En les additionnant géométriquement avec les chutes de tension $\dot{I}_1 (r_{exc} + r_c)$ et $j\dot{I}_1 (x_{exc\sigma} + x_{c\sigma})$ dans les enroulements *Exc* et *C* on obtient aux bornes du moteur la tension $\dot{U}_1$ qui est en avance d'un angle φ sur le courant $\dot{I}_1$.

Il résulte du diagramme qu'un moteur à répulsion à deux enroulements statoriques fonctionne toujours avec le cos φ en retard.

De ce même diagramme on déduit une propriété intéressante des moteurs à répulsion.

En effet, les flux Φ_{exc0} et Φ_{ab} sont décalés dans l'espace exactement de 90° (fig. 28-12) et dans le temps pratiquement de 90° (fig. 28-13) mais dans le cas général ils ne sont pas égaux en grandeur. De cette façon, *le moteur à répulsion représente un système à champ tournant elliptique.* Mais à la vitesse de synchronisme de l'induit, ce champ devient circulaire. En effet, si on néglige l'impédance du circuit d'induit Z_a, en grandeur absolue $E_{arot} = E_{ap}$ [équation (27-1)], c'est-à-dire:

$$\pi\sqrt{2} f_{rot} w_a k_{b.\,exc} \Phi_{exc0} = \pi\sqrt{2} f w_a k_{ba} \Phi_{ab},$$

d'où

$$\Phi_{ab} = \Phi_{exc0} \frac{f_{rot}}{f}, \tag{28-8}$$

où $f_{rot} = pn$ est la fréquence de rotation et f la fréquence du réseau d'alimentation. Pour $f_{rot} = f$, c'est-à-dire lorsque *le moteur tourne au synchronisme*, $\Phi_{ab} = \Phi_{exc0}$ *et le champ elliptique devient circulaire.*

Le couple d'un moteur à répulsion s'exprime par la formule ordinaire:

$$C = c_M I_2 \Phi_{exc0} \cos(\widehat{I_2 \Phi_{exc0}}), \tag{28-9}$$

ou vu que

$$\cos(\widehat{I_2 \Phi_{exc0}}) \approx 1,$$

on a

$$C = c_M I_2 \Phi_{exco}. \tag{28-10}$$

Au démarrage les phénomènes de commutation dans les spires court-circuitées de l'enroulement d'induit d'un moteur à répulsion sont exactement les mêmes que dans un moteur série. Mais les conditions de commutation *pendant la rotation d'un moteur à répulsion sans pôles auxiliaires sont meilleures que dans un moteur série et ceci grâce à la formation du champ elliptique*. Dans le cas particulier où $f = f_{rot}$ la F.É.M. de transformation dans la spire court-circuitée est nulle et le phénomène de commutation est déterminé uniquement par la F.É.M. de réaction E_r. La vitesse de rotation optimale d'un moteur à répulsion est d'environ 20 % inférieure à celle de synchronisme. Le fait que les conditions optimales de fonctionnement d'un moteur à répulsion dépendent de la vitesse de synchronisme est une particularité qui le distingue du moteur à excitation série.

28-7. Moteur à répulsion à un enroulement statorique et à un jeu de balais (moteur Thomson)

Ce moteur a sur le stator un enroulement S et sur l'induit *Ind* il a un système mobile de balais $a - b$ dont l'axe peut occuper par rapport à l'axe de l'enroulement statorique une position sous un angle α quelconque.

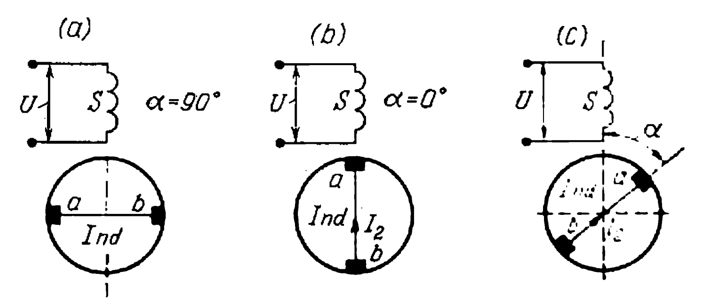


Fig. 28-14. Moteur à répulsion de Thomson:
a) position des balais lors de la marche à vide; b) idem pour un court-circuit; c) position intermédiaire des balais.

Supposons que $\alpha = 90°$, c'est-à-dire que l'axe des balais $a - b$, et par conséquent l'axe de l'enroulement d'induit, est perpendiculaire à l'axe de l'enroulement statorique (fig. 28-14,*a*). Dans ce cas dans chaque branche de l'enroulement d'induit la somme des F.É.M. est nulle (voir fig. 27-1,*b*) et par conséquent le courant dans l'induit ainsi que le couple développé par le moteur sont également nuls. Le moteur peut être considéré comme un transformateur à circuit secondaire ouvert.

La position des balais qui correspond à l'angle $\alpha = 90°$ est appelée position de marche à vide.

Si $\alpha = 0$, les axes des enroulements S et *Ind* coïncident (fig. 28-14,*b*). Dans l'induit prend naissance un courant I_2 qui crée une F.M.M. F_2 opposée à la F.M.M. F_s créée par l'enroulement S. Le moteur ne peut pas développer un couple (comme un moteur à courant continu, lorsque l'axe des balais coïncide avec l'axe de l'enroulement d'excitation) et peut être considéré comme un transformateur en court-circuit. Pour cette raison cette position des balais est appelée *position de court-circuit.*

Pour des valeurs intermédiaires de l'angle α (fig. 28-14,*b*) le moteur à répulsion Thomson peut être réduit à un moteur à répulsion à deux enroulements statoriques si l'on décompose l'enroulement statorique S en deux enroulements: l'un dont l'axe coïncide avec la ligne des balais $a - b$ et l'autre dont l'axe est perpendiculaire à la ligne des balais. Le premier enroulement joue le rôle de l'enroulement C dans le schéma de la fig. 28-12 et le second joue le rôle de l'enroulement d'excitation *Exc.* Les conditions de fonctionnement de ce moteur sont donc les mêmes que celles d'un moteur à deux enroulements statoriques et les diagrammes vectoriels des moteurs sont identiques.

28-8. Caractéristiques du moteur à répulsion Thomson

Nous allons donner une démonstration simplifiée de la formule du couple de ce moteur. Soit w_s le nombre de spires de l'enroulement statorique; selon tout ce que nous avons dit plus haut, on peut se représenter que sur l'axe des balais $a - b$ on a un enroulement à nombre de spires $w_c = w_s \cos \alpha$ et dans la direction perpendiculaire on a un enroulement à nombre de spires $w_{exc} = w_s \sin \alpha$. Selon la règle générale

$$C \approx c_M I_2 \Phi_{exc0}. \qquad (28\text{-}11)$$

Si le fer du moteur n'est pas saturé, on a:

$$\Phi_{exc0} = c_{exc} I_1 w_{exc} = c_{exc} I_1 w_s \sin \alpha.$$

Ensuite nous pouvons négliger le courant magnétisant du transformateur formé par l'enroulement statorique et l'enroulement rotorique. On a alors:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{w_k}{w_a} = \frac{w_s \cos \alpha}{w_a},$$

d'où

$$I_2 = I_1 \frac{w_{exc} \cos \alpha}{w_a}.$$

La formule (28-11) prend alors la forme suivante:

$$C = c_M I_1^2 \sin 2\alpha. \qquad (28\text{-}12)$$

Il résulte de cette formule que *le couple du moteur atteint son maximum pour* $\alpha = 45°$. Mais sous l'action de la variation du courant I_1 lors de la variation de l'angle α le maximum du couple se déplace vers le court-circuit. Les courbes $C = f(\alpha)$ et $I_1 = f(\alpha)$ pour U_1 = const, f = const et $n = 0$ sont indiquées sur la fig. 28-15.

Vu que le couple d'un moteur à répulsion dépend du carré du courant I_1, les moteurs à répulsion et en particulier le moteur à un enroulement statorique et à un jeu de balais, ont les mêmes caractéristiques $n = f(C)$ et $I = f(C)$ que les moteurs monophasés à excitation série (fig. 28-9). Le rôle de la tension réglable U y est joué par l'angle de décalage des balais α.

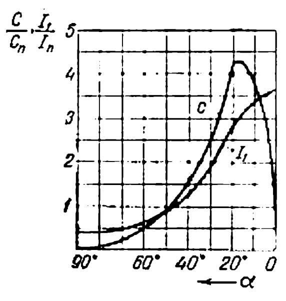


Fig. 28-15. Courbes $C = f(\alpha)$ et $I_1 = f(\alpha)$ d'un moteur à répulsion de Thomson.

La commutation dans le moteur à répulsion Thomson est caractérisée par le fait que le moteur doit fonctionner pour une position variable des balais sur le collecteur ; pour cette raison la position du circuit de commutation court-circuité par le balai varie en fonction du régime de fonctionnement et l'amélioration de la commutation à l'aide des pôles auxiliaires n'est donc pas réalisable vu que ces pôles exigent une position invariable du circuit de commutation par rapport au stator. Pour la position de marche à vide (fig. 28-14,*a*) les sections en commutation sont liées par couplage magnétique à l'enroulement statorique et pour cette raison elles se trouvent en position de court-circuit par rapport à cet enroulement.

Pour la position de court-circuit (fig. 28-14,*b*), les sections en commutation se trouvent dans la position de marche à vide, car les circuits de ces spires ne sont pas traversés dans ce cas par le flux dû à l'enroulement statorique.

Il résulte de tout cela que le démarrage d'un moteur à répulsion Thomson dans la position de marche à vide a lieu dans des conditions plus difficiles du point de vue commutation car la F.É.M. de transformation E_{tr} a dans ce cas sa valeur maximale ; un tel démarrage a lieu lorsque, pour satisfaire aux conditions de travail, il faut créer sur l'arbre du moteur seulement un petit couple de démarrage.

Inversement, s'il faut créer un couple de démarrage élevé, comme, par exemple, dans les mécanismes de levage, le démarrage a lieu depuis la position proche de la position de court-circuit. Dans ce cas la commutation dans ce moteur à répulsion a lieu dans des conditions relativement favorables.

Vu que le moteur Thomson n'a pas de pôles auxiliaires, la commutation dans ce moteur a lieu dans des conditions relativement favorables uniquement pour des vitesses voisines du synchronisme.

Dans ce cas, dans le moteur il se forme un champ tournant proche du champ circulaire (voir § 28-6) pour lequel la F.É.M. de transformation $\dot{E}_{tr}$ dans la section commutée disparaît et il reste seulement la F.É.M. de réaction E_r. Lorsqu'on s'éloigne de la vitesse de synchronisme la commutation devient plus mauvaise; autrement dit, la commutation dans un moteur à répulsion à un enroulement statorique ainsi qu'à deux enroulements statoriques dépend de la vitesse de rotation du moteur.

Les moteurs à un enroulement statorique sont construits pour des faibles puissances de l'ordre de plusieurs kilowatts. Sur la

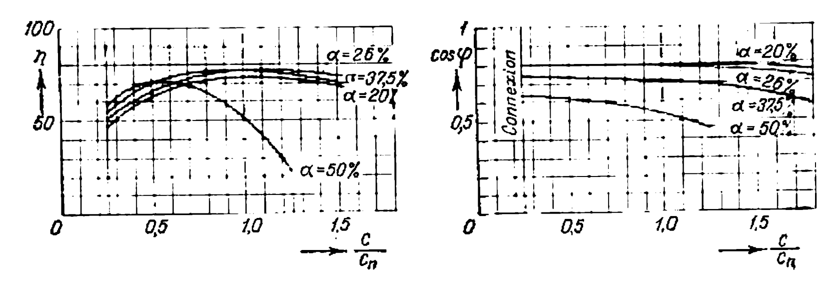


Fig. 28-16. Courbes de η et cos φ = f (C) du moteur de Thomson.

fig. 28-16 sont indiquées les courbes $\eta = f(C)$ et $\cos\varphi = f(C)$ pour U = const et α = variable pour un moteur à puissance unihoraire de 13 kW, 250 V, 50 Hz, 750 tr/mn. L'angle α est exprimé en pour-cent de 90° et non pas en degrés.

On voit d'après les courbes que le η et le cos φ de ce moteur sont plus petits que ceux des moteurs asynchrones sans collecteur.

La capacité de surcharge de ce moteur, comme on le voit sur la fig. 28-15, est relativement grande.

28-9. Moteur à répulsion à un enroulement statorique et à deux jeux de balais (moteur Deri)

Selon le schéma de ce moteur (fig. 28-17) sur le collecteur de l'induit est placé un double jeu de balais $a - b$ et $a' - b'$. Les balais a et a' sont immobiles et sont distancés l'un par rapport à l'autre de 180°. Les balais b et b' sont connectés respectivement aux balais $a - a'$ et peuvent se déplacer suivant le collecteur. L'axe des balais fixes $a - a'$ coïncide généralement avec l'axe de l'enroulement du stator S.

Lorsque les balais $b - b'$ coïncident avec les balais $a - a'$ l'angle $\alpha = 0$. Cette position des balais est appelée *position de marche à vide*.

Lorsqu'on tourne les balais $b - b'$ d'un angle $\alpha = 180°$ le balai b' coïncide avec le balai a et le balai b coïncide avec le balai a'

C'est *la position de court-circuit*. Dans les deux cas le couple développé par le moteur $C = 0$.

Lorsqu'on déplace les balais $b - b'$ d'un angle α, l'axe de la F.M.M. de l'induit se déplace dans l'espace seulement d'un angle $\alpha/2$. Il faut donc dans la formule (28-12) pour le couple C introduire α au lieu de 2α.

Cela permet de donner à la courbe $C = f(\alpha)$ de ce moteur une allure beaucoup plus douce et de réaliser ainsi un réglage plus fin de la vitesse de rotation que dans un moteur analogue à un seul jeu de balais. C'est un des grands avantages de ce moteur.

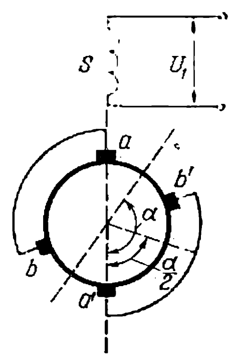


Fig. 28-17. Moteur Deri.

Un autre grand avantage de ce moteur, comparé à un moteur à un jeu de balais, est qu'il a les meilleures caractéristiques de commutation. En effet, on voit de la fig. 28-17 que pour la position de marche à vide ainsi que pour la position de court-circuit le plan de la section en commutation est parallèle aux lignes du flux créé par l'enroulement statorique. Pour cette raison dans ces deux cas la F.É.M. de transformation $E_{tr} = 0$.

Lors du fonctionnement le courant dans la section en commutation varie non pas de $+i_a$ à $-i_a$ (voir fig. 27-11) mais seulement de $+i_a$ à 0, car dans les parties de l'enroulement d'induit $a - b'$ et $a' - b$ les courants sont nuls. Pour cette raison la F.É.M. de réaction E_r diminue.

Le défaut de ce moteur, comparé à un moteur analogue à un seul jeu de balais, est la présence d'un double jeu de balais plus compliqué.

Ce moteur est construit pour des puissances ne dépassant pas 100 kW. Ses caractéristiques n, η et $\cos \varphi = f(C)$ sont pratiquement les mêmes que celles du moteur à un seul enroulement statorique et à un seul jeu de balais.

28-10. Moteur Benedikt

Le schéma du moteur Benedikt, proposé en 1935 pour la traction à la fréquence industrielle, est indiqué sur la fig. 28-18. Sa particularité consiste en ce qu'il possède deux circuits de travail, le circuit principal ou longitudinal *AabB* et le circuit complémentaire ou transversal *cd*. Le circuit principal du moteur Benedikt, comprenant un enroulement d'excitation B_1, un enroulement de compensation K_1 et un enroulement de pôles auxiliaires $P_{aux\,r}$ pour la compensation de la F.É.M. de réaction dans les sections sous les balais *ab*, représente le circuit ordinaire d'un moteur série normal. Le circuit complémentaire *cd* du moteur Benedikt est couplé

magnétiquement avec l'enroulement B_1 et comprend un enroulement d'excitation B_2, un enroulement de compensation K_2 et des enroulements des pôles auxiliaires $P_{aux\ tr}$ et P_{aux} dont le premier sert à compenser la F.É.M. de transformation dans les sections sous les balais ab et le second qui est shunté par une résistance r sert à compenser les F.É.M. de réaction et de transformation dans les sections sous les balais cd.

L'idée de Benedikt était de chercher à obtenir des caractéristiques de démarrage supérieures à celles d'un moteur monophasé

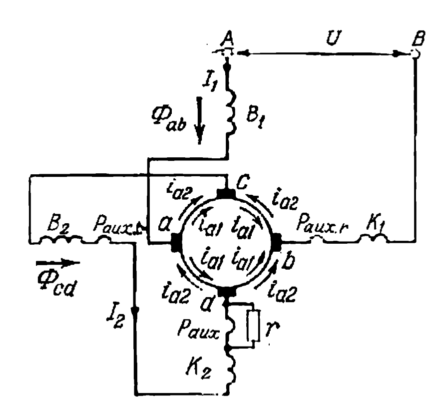


Fig. 28-18. Schéma d'un moteur Benedikt.

série normal, en particulier un couple de démarrage plus grand et des pertes relativement plus petites dans l'enroulement d'induit pour des valeurs normales de la F.É.M. de transformation de l'ordre de 3,5 à 4 V dans les sections court-circuitées par les balais. A cette fin il faut choisir convenablement le nombre de spires des enroulements suivant les axes longitudinal et transversal, en particulier le nombre de spires des enroulements K_1 et B_2.

Le moteur Benedikt a une caractéristique de vitesse analogue à celle d'un moteur monophasé série d'exécution normale. Une propriété précieuse de ce moteur en fonctionnement consiste en ce que dans le circuit complémentaire entre les balais cd prend naissance une F.É.M. de rotation qui contribue à améliorer le facteur de puissance, de sorte qu'aux régimes voisins du régime nominal le $\cos \varphi = 1$. Cependant le moteur Benedikt est de construction plus compliquée et la commutation, en présence d'un double jeu de balais, a lieu dans des conditions relativement pénibles. Si on tient compte du succès obtenu dernièrement dans la construction des moteurs monophasés série à fréquence industrielle d'exécution normale (voir § 28-5) ce type de moteur peut présenter un certain intérêt pour la traction.

Chapitre

XXIX

MOTEURS TRIPHASÉS À COLLECTEUR À EXCITATION EN DÉRIVATION ET SÉRIE

29-1. Généralités

Au fur et à mesure du développement de la commande électrique le problème du réglage économique et sûr de la vitesse d'un moteur asynchrone dans de larges limites devenait de plus en plus important. Pour résoudre ce problème les constructeurs ont suivi deux voies: a) perfectionnement des machines triphasées à collecteur déjà connues et création de nouveaux types de ces machines; b) création des groupes en cascade. En même temps la question du facteur de puissance d'un système réglé s'est posée mais elle n'est devenue importante que dans les années 20 compte tenu de la rationalisation du fonctionnement des réseaux d'énergie. Cela a conduit à l'étude des moteurs à collecteur compensés et synchronisés et des compensateurs de phase à auto-excitation et à excitation indépendante.

La principale méthode à l'aide de laquelle on peut réaliser le réglage de la vitesse dans des limites données ainsi que l'amélioration du facteur de puissance consiste à introduire dans le circuit secondaire d'une machine asynchrone une F.É.M. complémentaire E_c qui doit être orientée de façon déterminée par rapport à la F.É.M. principale E_{2g} de ce circuit. Il est évident que la F.É.M. E_c doit avoir dans toutes les conditions de travail la même fréquence que la F.É.M. E_{2g} car c'est seulement à cette condition que les deux F.É.M. peuvent agir l'une sur l'autre. Ce principe est très important et il se trouve à la base du fonctionnement de toute une série de machines à collecteur à courant alternatif et des groupes en cascade.

Dans ce chapitre nous examinerons les moteurs triphasés à collecteur à excitation en dérivation et à excitation série destinés au réglage de la vitesse dans de larges limites.

29-2. Principes généraux des machines polyphasées shunt à collecteur

Le moteur shunt à collecteur est une machine polyphasée à vitesse réglable dans certaines limites où la caractéristique d'un moteur shunt est maintenue à chaque échelon de réglage, c'est-à-dire

à faible variation de vitesse lors du passage de la marche à vide à la marche en charge. Le réglage de la vitesse est obtenu par l'injection d'une force électromotrice complémentaire E_{2c} dans le circuit secondaire principal de la machine qui joue le rôle de circuit secondaire principal d'une machine asynchrone. Si cette force électromotrice E_{2c} est opposée à la F.É.M. principale du circuit secondaire E_{2g}, le moteur change la vitesse qui devient inférieure à celle de synchronisme. Mais si cette F.É.M. E_{2c} est en phase avec la F.É.M. E_{2g}, le moteur passe à une vitesse supérieure à celle de synchronisme et la valeur de E_{2c} à chaque échelon de vitesse ne doit pas changer sous l'influence de la variation de la valeur du courant secondaire I_2. Si la F.É.M. complémentaire $E_{2c} = 0$, la machine acquiert les propriétés d'une machine asynchrone ordinaire et lors de la marche à vide tourne à une vitesse voisine de celle de synchronisme et en charge elle tourne à une vitesse inférieure à celle de synchronisme, cette vitesse diminuant de la valeur du glissement g.

Lors du passage d'une vitesse à une autre seule la valeur de la F.É.M. E_{2c} varie mais sa phase par rapport à la F.É.M. E_{2g} reste invariable. Si la variation de la F.É.M. E_{2c} a lieu par échelons, on obtient une variation échelonnée de la vitesse. Mais si le système permet d'obtenir une variation continue de la F.É.M., il devient possible de faire varier la vitesse de façon progressive dans des limites données.

Si, en plus de la variation de la vitesse, on veut obtenir simultanément une amélioration du cos φ, la F.É.M. complémentaire E_{2c} doit avoir, en plus de la composante principale qui provoque la variation de la vitesse, une certaine petite composante qui provoque une composante du courant secondaire en avance de phase, ce qui permet d'assurer un meilleur cos φ jusqu'à la valeur désirée.

La F.É.M. complémentaire E_{2c} est créée du côté primaire de la machine dans un système spécial comprenant un enroulement complémentaire, un transformateur complémentaire de réglage ou un régulateur de potentiel. Vu que le côté primaire de la machine a une fréquence du circuit primaire f_1 et la F.É.M. secondaire complémentaire E_{2c} doit avoir la fréquence du circuit secondaire $f_2 = f_1 g$, pour transformer la fréquence de E_{2c} sans changer sa valeur on utilise un collecteur qui se trouve entre les côtés primaire et secondaire de la machine.

Il est à noter que certains types des machines polyphasées à collecteur à système primaire rotorique ont leur collecteur côté primaire, tandis que d'autres types des machines à côté primaire statorique ont le collecteur côté secondaire, c'est-à-dire aussi au rotor.

29-3. Equations générales du fonctionnement des machines polyphasées shunt à collecteur et leurs diagrammes de cercle

Le schéma de principe d'une machine shunt est représenté sur la fig. 29-1.

Le collecteur y est représenté schématiquement car selon le mode d'alimentation de la machine il peut être rapporté au côté primaire ou au côté secondaire. L'axe de l'enroulement primaire w_a est adopté comme axe principal et par rapport à lui peuvent être déterminées les positions angulaires de l'enroulement de réglage w_c et

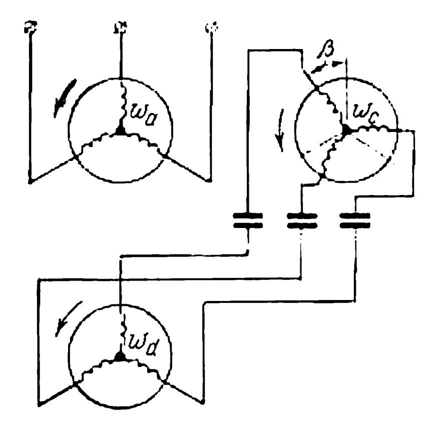


Fig. 29-1. Schéma de principe d'une machine shunt à collecteur.

de l'enroulement principal w_d. Supposons que les axes des enroulements w_d et w_a coïncident et l'axe de l'enroulement w_c est décalé par rapport à l'axe de l'enroulement w_a d'un angle β dans le sens de rotation du champ. En écrivant les expressions pour les F.É.M. et les F.M.M. des enroulements, trouvons les rapports de transformation des courants et des tensions sous forme complexe:

$$\dot{E}_a = \pi \cdot \sqrt{2} \cdot \Phi \cdot w_a \cdot k_a \cdot f_1 = \dot{E}_2',$$

$$\dot{E}_c = \pi \sqrt{2} \cdot \Phi \cdot w_c k_c f_1 \varepsilon^{-j\beta}.$$

Supposons que le système secondaire tourne par rapport au système primaire avec un glissement g. La F.É.M. induite dans l'enroulement w_d par le flux Φ sera :

$$\dot{E}_d = \pi \sqrt{2}\, \Phi \cdot w_d k_d f_1 g.$$

La F.É.M. résultante du circuit secondaire sera:

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_c + \dot{E}_d = \frac{\dot{E}_2'}{\dot{k}_e},$$

où le rapport de transformation des tensions vaut :

$$\dot{k}_e = \frac{\dot{E}_2'}{\dot{E}_2} = \frac{w_a k_a}{w_c k_c \varepsilon^{-j\beta} + w_d k_d g} . \tag{29-1}$$

La F.M.M. résultante du système secondaire sera :

$$\dot{F}_c + \dot{F}_d = \dot{F}_2' = m_1 \dot{I}_2' w_a k_a = m_2 \dot{I}_2 (w_c k_c \varepsilon^{+j\beta} + w_d k_d).$$

On obtient ainsi pour le courant secondaire rapporté l'expression suivante :

$$\dot{I}_2' = \frac{\dot{I}_2}{k_i} ,$$

où le rapport de transformation des courants est :

$$\dot{k}_i = \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{w_a k_a}{w_c k_c \varepsilon^{+j\beta} + w_d k_d} . \tag{29-2}$$

Pour le courant secondaire $\dot{I}_2$ et le courant secondaire rapporté $\dot{I}_2'$ on obtient les expressions suivantes :

$$\dot{I}_2 = \frac{\dot{E}_2'}{z_2} = \frac{\dot{E}_2'}{z_2 \dot{k}_e} ,$$

$$\dot{I}_2' = \frac{\dot{I}_2}{k_i} = \frac{\dot{E}_2}{z_2 k_e k_i} = \frac{\dot{E}_2'}{z_2 \dot{k}} = \frac{\dot{E}_2'}{z_2'} .$$

Introduisons les désignations suivantes :

$$\frac{m_1}{m_2} = m_{12}, \quad \frac{w_a k_a}{w_d k_d} = k_{ad} \quad \text{et} \quad \frac{w_c k_c}{w_d k_d} = k_{cd}.$$

Le rapport de transformation total $\dot{k}$ est :

$$\dot{k} = \dot{k}_e \dot{k}_i = m_{12} \cdot \frac{k_{ad}^2}{(k_{cd} + g\varepsilon^{+j\beta})(k_{cd} + \varepsilon^{-j\beta})} =$$

$$= m_{12} \cdot \frac{k_{ad}^2}{(k_{cd} + g \cos\beta + jg \sin\beta)(k_{cd} + \cos\beta - j \sin\beta)} . \tag{29-3}$$

Le dénominateur du rapport complexe de transformation k a la forme d'un produit de deux valeurs complexes :

$$(A + jB)(D + jE) = C(\cos\alpha + j\sin\alpha) = C\varepsilon^{j\alpha}, \tag{29-4}$$

où

$$\cos\alpha = \frac{AD + BE}{C} = \frac{k_{cd}^2 + k_{cd}(1+g)\cos\beta + g}{C}, \tag{29-5}$$

$$\sin\alpha = \frac{BD + AE}{C} = -\frac{k_{cd}(1-g)\sin\beta}{C}, \tag{29-6}$$

$$C^2 = (A^2 + B^2)(D^2 + E^2) =$$

$$= (k_{cd}^2 + 2k_{cd}g\cos\beta + g^2)(k_{cd}^2 + 2k_{cd}\cos\beta + 1), \tag{29-7}$$

$$\dot{k} = m_{12}\cdot\frac{k_{ad}^2}{C\varepsilon^{+j\alpha}} = m_{12}\cdot\frac{k_{ad}^2}{C}\varepsilon^{-j\alpha}. \tag{29-8}$$

Les valeurs rapportées des impédances secondaires sont :

$$z_2' = z_2\dot{k} = z_2 k\varepsilon^{-j\alpha} = (r_2 + jx_2)\,k\,(\cos\alpha - j\sin\alpha) = r_2' + jx_2', \tag{29-9}$$

d'où pour la valeur de l'impédance $z_n = z_1 + z_2'$ on a pour les résistances et les réactances :

$$r_n = r_a + r_2' = r_1 + k\,(r_2\cos\alpha + x_2\sin\alpha), \tag{29-10}$$

$$x_n = x_a + x_2' = x_1 + k\,(x_2\cos\alpha - r_2\sin\alpha). \tag{29-11}$$

Si on rapporte le circuit magnétisant aux bornes primaires sans correction, on a pour le courant primaire :

$$\dot{I}_2' = \frac{\dot{U}_1}{z_n} = \frac{\dot{U}_1}{z_1 + z_2\dot{k}} =$$

$$= -\frac{U_1(k_{cd} + g\cos\beta + jg\sin\beta)(k_{cd} + \cos\beta - j\sin\beta)}{z_1(k_{cd} + g\cos\beta + jg\sin\beta)(k_{cd} + \cos\beta - j\sin\beta) + m_{12}k_{ad}^2 z_2}. \tag{29-12}$$

Vu que dans l'expression de $\dot{I}_2'$ le paramètre réel du glissement g est au premier degré dans le nominateur et le dénominateur, lors de la variation de g dans les limites de $\pm\infty$ la fin du vecteur du courant primaire décrit une circonférence (voir § 21-1).

Après avoir déterminé les valeurs des réactances équivalentes pour trois valeurs quelconques du glissement g et après avoir construit d'après elles les vecteurs du courant $\dot{I}_2'$, on peut construire par trois points le cercle du courant pour la valeur donnée de la position angulaire β des balais sur le collecteur. Si on ajoute au vecteur du courant $\dot{I}_2'$ le vecteur du courant magnétisant $\dot{I}_0$, on obtient le vecteur $\dot{I}_1 = \dot{I}_2' + \dot{I}_0$ du courant primaire.

On peut trouver les expressions pour les réactances équivalentes x_n pour les valeurs les plus commodes et caractéristiques des glissements $g = 0$, $g = \pm\infty$ et $g = \pm 1$, comme pour une machine

asynchrone, et d'après elles on peut trouver les vecteurs correspondants des courants $\dot{I}_{g=0}$, $\dot{I}_{g=+1}$ et $\dot{I}_{g=\pm\infty}$. Vu que pour construire le cercle du courant il suffit d'avoir trois points, le quatrième point, par exemple pour $g = -1$, peut servir pour contrôler la construction du cercle du courant. Vu que les valeurs des courants pour les glissements $g = 0$, $g = \pm\infty$ et $g = +1,0$ sont nécessaires, comme dans le cas des machines asynchrones pour construire les lignes des couples, des lignes de glissement, etc., cette méthode est la plus simple pour la construction du cercle du courant pour la valeur donnée de l'angle β et le glissement variable g et pour l'étude du fonctionnement d'une machine shunt à collecteur.

L'angle β de décalage de l'enroulement de réglage w_c par rapport à l'enroulement primaire principal w_a est généralement très petit et pour cette raison on peut admettre $\cos\beta \approx 1,0$. Dans ce cas, pour les glissements $g = 1,0$, $g = \pm\infty$ et $g = 0$ on obtient les valeurs suivantes des résistances et des réactances rapportées:

$$x_2 = x_d g + x_c,$$

$\beta \neq 0, \quad g = 1,0$

$$r_{n1} = r_a + r_2' = r_a + \frac{m_{12}k_{ad}^2 r_2}{(k_{cd}+1)^2},$$

$$x_{n1} = x_a + \frac{m_{12}k_{ad}^2}{(k_{cd}+1)^2}(x_d + x_c);$$

$g = 0$

$$r_{n0} = r_a + \frac{m_{12}k_{ad}^2 [r_2 (k_{cd}+1) - x_c \sin\beta]}{k_{cd}(k_{cd}+1)^2},$$

$$x_{n0} = x_a + \frac{m_{12}k_{ad}^2 [x_c (k_{cd}+1) + r_2 \sin\beta]}{k_{cd}(k_{cd}+1)^2};$$

$g = \pm\infty$

$$r_{n\pm\infty} = r_a + \frac{m_{12}k_{ad}^2 k_{cd} \sin\beta}{(k_{cd}+1)^2} x_d,$$

$$x_{n\pm\infty} = x_a + \frac{m_{12}k_{ad}^2}{(k_{cd}+1)} x_d.$$

En l'absence totale de décalage angulaire de l'enroulement w_c par rapport à l'enroulement w_a il faut admettre que $\cos\beta \approx 1,0$ et que $\sin\beta = 0$ et les formules indiquées plus haut pour les paramètres r_n et x_n avec $g = 1,0$, $g = \pm\infty$ et $g = 0$ sont encore plus simples:

$\beta = 0, \quad g = 1,0$

$$r_{n1} = r_a + \frac{m_{12}k_{ad}^2}{(k_{cd}+1)^2} r_2,$$

$$x_{n1} = x_a + \frac{m_{12}k_{ad}^2}{(k_{cd}+1)^2}(x_d + x_c);$$

$g=0$

$$r_{n0}=r_a+\frac{m_{12}k_{ad}^2}{k_{cd}(k_{cd}+1)}r_2,$$

$$x_{n0}=x_a+\frac{m_{12}k_{ad}^2}{(k_{cd}+1)k_{cd}}x_c;$$

$g=\infty$

$$r_{n\pm\infty}=r_a,\quad r_2'=0,$$

$$x_{n\pm\infty}=x_a+\frac{m_{12}k_{ad}^2}{(k_{cd}+1)}x_d.$$

29-4. Introduction d'une F.É.M. complémentaire dans le circuit secondaire d'une machine asynchrone

a) Réglage de la vitesse de rotation. Supposons qu'un moteur asynchrone à bagues tourne à U_1 = const, f = const et C_{st} = const.

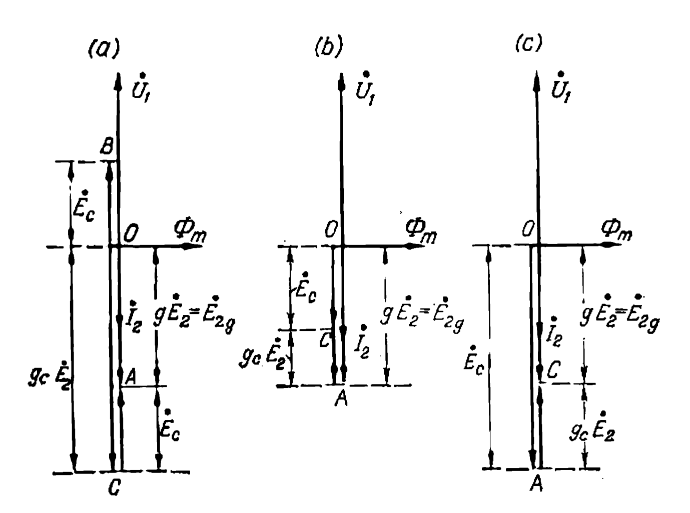


Fig. 29-2. Réglage de la vitesse de rotation d'un moteur asynchrone par injection d'une F.É.M. complémentaire E_c dans le circuit rotorique.

Si on néglige la chute de tension dans le stator, on a indépendamment du régime de fonctionnement du moteur $U_1\approx E_1=C_E\Phi_m=$ = const. Soit $\overline{OA}=\dot{E}_{2g}=g\dot{E}_2$ le vecteur de la F.É.M. principale dans le rotor qui est en retard sur le vecteur du flux $\dot{\Phi}_m$ de 90° (fig. 29-2,*a*). On a alors:

$$I_2=\frac{E_{2g}}{\sqrt{r_2^2+x_{2g}^2}}=\frac{gE_2}{\sqrt{r_2^2+(gx_2)^2}}.$$

Dans les conditions normales de travail du moteur $r_2^2 \gg (gx_2)^2$; pour cette raison on peut admettre que le vecteur du courant $\dot{I}_2 = \frac{g\dot{E}_2}{r_2}$ est en phase avec la F.É.M. $\dot{E}_{2g}$.

Introduisons dans le circuit secondaire (dans le circuit rotorique) du moteur une F.É.M. complémentaire $E_c = OB$, opposée à la F.É.M. principale $E_{2g} = OA$. Au premier instant, lorsque, par suite de l'inertie des parties tournantes du moteur, la vitesse de rotation n'est pas encore arrivée à changer, la F.É.M. du circuit secondaire diminue jusqu'à la valeur $gE_2 = E_c$, par suite de quoi le courant I_2 et le couple moteur $C = c_m I_2 \Phi_m$ diminuent dans le rapport $\frac{gE_2 - E_c}{gE_2}$. Mais vu que selon les conditions données le couple résistant reste constant, il apparaît sur l'arbre du moteur un couple dynamique négatif et la vitesse du moteur commence à diminuer. Ce processus de la diminution de la vitesse de rotation et par conséquent de l'accroissement du glissement et de la F.É.M. principale continuera jusqu'au moment où le courant rotorique et le couple moteur n'arrivent à leurs valeurs antérieures.

Soient g_c la nouvelle valeur du glissement et $g_c E_2$ la nouvelle valeur de la F.É.M. principale du rotor à laquelle le moteur tourne en régime permanent après l'introduction de la F.É.M. complémentaire E_c. Vu que dans notre raisonnement pour les faibles valeurs de g nous avons négligé la réactance $x_{2g} = gx_2$, on a:

$$I_2 \approx \frac{g_c E_2 - E_c}{r_2} = \frac{gE_2}{r_2},$$

d'où

$$g_c = g + \frac{E_c}{E_2}. \tag{29-13}$$

De cette façon, *lors de l'injection de la F.É.M. E_c opposée à la F.É.M. principale E_{2g} la vitesse du moteur diminue et le glissement augmente.*

En principe, on peut introduire une telle F.É.M. complémentaire E_c pour laquelle $g_c = 1$. Il faut pour cela que

$$1 = g + \frac{E_c}{E_2} \quad \text{ou que} \quad E_c = E_2(1-g).$$

En régime de marche à vide $g \approx 0$; lors du réglage de la vitesse en ce régime l'équation (29-13) prend donc la forme suivante:

$$g_{0c} = \frac{E_c}{E_2}, \tag{29-14}$$

où g_{0c} est le glissement à vide qui correspond à la F.É.M. complémentaire E_c.

Si $E_c = E_2$, le glissement $g_{0c} = 1$ et le moteur est analogue à un transformateur statique marchant à vide.

Introduisons maintenant la F.É.M. complémentaire $E_c = OB$ (fig. 29-2,*a*) dirigée dans le même sens que la F.É.M. E_{2g} dans les mêmes conditions que précédemment. L'équation (29-13) prend alors la forme:

$$g_c = g - \frac{E_c}{E_2}. \qquad (29\text{-}15)$$

En raisonnant comme précédemment, nous voyons que *lors de l'injection d'une F.É.M. E_c dirigée dans le même sens que la F.É.M. principale E_{2g} la vitesse du moteur augmente et le glissement diminue.*

Si $\frac{E_c}{E_2} > g$ le glissement g_c devient négatif et la machine asynchrone, tout en fonctionnant en moteur, marche à une vitesse supérieure à celle de synchronisme de sorte que la F.É.M. $g_c E_2$ est opposée à F.É.M. E_c (fig. 29-2,*c*). Dans ce cas, le courant I_2, qui crée le couple moteur, est dû non pas à la F.É.M. principale de glissement mais à la F.É.M. injectée, c'est-à-dire provenant d'un autre circuit générateur qui crée la F.É.M. complémentaire E_c.

Si le moteur marche à vide, l'équation (29-15) prend la forme suivante:

$$g_{0c} = -\frac{E_c}{E_2}. \qquad (29\text{-}16)$$

En unissant les formules (29-13) et (29-15) pour $C_{st} = \text{const}$ et les formules (29-14) et (29-16) pour $C_{st} = 0$, on obtient:

$$g_c = g \pm \frac{E_c}{E_2} \qquad (29\text{-}17)$$

et

$$g_{0c} = \pm \frac{E_c}{E_2}. \qquad (29\text{-}18)$$

Le signe « plus » correspond à l'action de la F.É.M. complémentaire E_c opposée à la F.É.M. principale E_{2g} et le signe « moins » correspond à son action dans le même sens que celui de E_{2g}.

b) Réglage du cos φ. Nous admettrons toujours que $U_1 = \text{const}$, $f = \text{const}$ et $C_{st} = \text{const}$. En négligeant la chute de tension dans le stator, on a $E_1 = \text{const}$ et $\Phi_m = \text{const}$.

Introduisons dans le circuit secondaire du moteur une F.É.M. complémentaire $E_c = CD$ sous un angle de $+90°$ par rapport à la F.É.M. principale $E_{2g} = OC$ en admettant que la F.É.M. E_c a la même fréquence de glissement $f_2 = gf$ que la F.É.M. E_{2g} (fig. 29-3,*a*). Si $I_{2g} = OA$ et $I'_{2c} = AB$ sont les courants dus aux F.É.M. E_{2g} et E_c et ramenés à l'enroulement statorique, le courant $\dot{I}'_2 = \dot{I}'_{2g} + \dot{I}'_{2c} = \overline{OB}$. Le courant dans le circuit primaire $\dot{I}_{1c} = \dot{I}_m + (-\dot{I}'_2) = \dot{I}_m + (-\dot{I}'_{2g}) + (-\dot{I}'_{2c}) = \overline{OH} + \overline{HG} + \overline{GL} = -\overline{OL}$. De cette façon, dans le circuit primaire du moteur apparaît

une composante du courant $-\dot{I}'_{2c} = \overline{GL}$ qui assure une compensation positive du cos φ.

Si l'on injecte une F.É.M. complémentaire E_c sous l'angle de —90° par rapport à la F.É.M. E_{2g} (fig. 29-3,*b*), cela provoquera

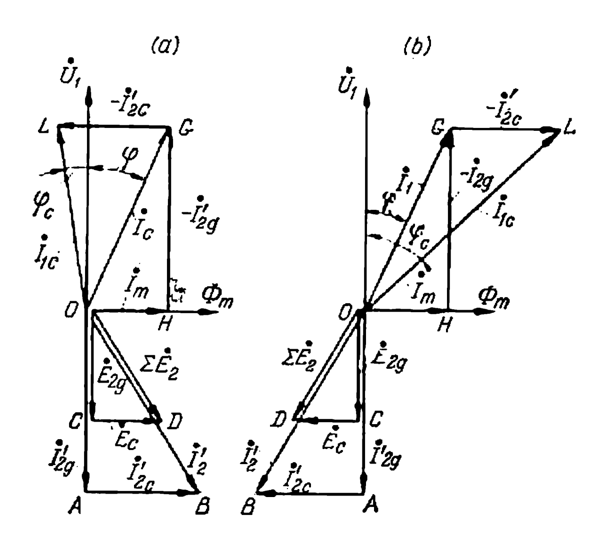


Fig. 29-3. Compensation du cos φ par injection d'une F.É.M. complémentaire dans le circuit rotorique.

un accroissement du courant magnétisant pris au réseau de $-I'_{2c}$ et par conséquent une compensation négative du cos φ, c'est-à-dire une diminution du facteur de puissance du moteur.

En comparant les fig. 29-3,*a* et 29-3,*b* on peut en déduire que *le fonctionnement d'un moteur asynchrone à* U_1 = const, f = const, C_{st} = const *et une F.É.M. variable* E_c, *dont la phase est égale soit à* +90°, *soit à* —90°, *peut être considéré du point de vue de variation du* cos φ *comme identique au fonctionnement d'un moteur synchrone en régime d'une caractéristique en* U (§ 12-5).

Fig. 29-4. Cas général de régulation d'un moteur asynchrone.

c) **Cas général.** Dans le cas général, la F.É.M. complémentaire E_c peut former avec la F.É.M. principale E_{2g} un angle α (fig. 29-4). Dans ce cas, la F.É.M. E_c est décomposée en deux composantes: E_c cos α et E_c sin α dont la première influe sur la vitesse du moteur et la seconde sur son cos φ.

29-5. Puissance amenée depuis une source de la F.É.M. complémentaire

D'après la règle générale la puissance active d'une source de la F.É.M. complémentaire s'exprime par la formule:

$$P_{ca} = m_2 E_c I_2 \cos(\widehat{E_c I_2}),$$

où I_2 est le courant du circuit secondaire du moteur.

Si la F.É.M. E_c est en phase avec le courant I_2, la grandeur P_{ca} sera proportionnelle à E_c. Si E_c est perpendiculaire à la direction de I_2, la puissance active est nulle et la source de la F.É.M. complémentaire fournit au circuit secondaire du moteur une puissance purement réactive.

Les relations indiquées déterminent l'équilibre énergétique des machines à collecteur et des groupes en cascade et nous les utiliserons par la suite pour l'analyse de certains types de ces machines et groupes.

29-6. Changement de fréquence à l'aide d'un collecteur

On sait que la fréquence de la F.É.M. complémentaire doit être égale à la fréquence de glissement indépendamment du régime de travail de la machine. Pour créer une telle F.É.M. on peut utiliser la propriété d'une machine à courant alternatif à collecteur de transformer la fréquence tout en conservant la valeur de la tension aux balais. La machine destinée à cette fin a un rotor qui est l'induit d'une machine à courant continu dont l'enroulement est d'un côté connecté aux points $a_1 - b_1 - c_1$ au système de courant triphasé $A_1 - B_1 - C_1$ par trois bagues avec balais appliqués à ces dernières et de l'autre côté il est sorti au collecteur sur lequel sont montés trois balais $a_2 - b_2 - c_2$ décalés l'un par rapport à l'autre de 120° (fig. 29-5). Nous appellerons le côté, où se trouvent les bagues, côté primaire du convertisseur de fréquence et le côté collecteur nous l'appellerons secondaire. Le stator n'est pas indiqué sur le schéma car il peut ne pas avoir d'enroulement et joue seulement le rôle de circuit magnétique.

Examinons d'abord le fonctionnement du convertisseur de fréquence pour $n = 0$. Admettons que les balais $a_2 - b_2 - c_2$ soient disposés sur le collecteur comme indiqué sur la fig. 29-5, c'est-à-dire en regard des points $a_1 - b_1 - c_1$. Nous considérerons cette position des balais comme initiale et depuis cette position nous compterons les angles de décalage des balais α.

Le courant triphasé qui circule dans l'enroulement crée un flux Φ_m qui tourne par rapport au rotor, donc dans l'espace, à la vitesse $n_1 = f/p$ dans un sens quelconque, par exemple dans le sens horaire. Si w_c est le nombre de spires connectées en série d'une phase de

l'enroulement rotorique et k_b est son facteur de bobinage et en admettant que la F.É.M. E_2, créée par le flux Φ_m, varie dans le temps sinusoïdalement, on a : $E_2 = \pi\sqrt{2} f w_c k_b \Phi_m$.

Supposons que l'enroulement rotorique soit connecté au collecteur par la méthode la plus simple : chaque section de l'enroulement est réunie à la lame du collecteur qui se trouve près d'elle (fig. 29-5). Pour cette raison la répartition de la tension qui existe à l'instant donné dans l'enroulement existe également au collecteur. La courbe de répartition de la tension au collecteur est appelée *onde de potentiel du collecteur*. Par la suite nous admettrons qu'elle est sinusoïdale (fig. 29-6).

Selon la vitesse n_1 et le sens de rotation du flux Φ_m l'onde de potentiel du collecteur tourne par rapport au rotor dans le même

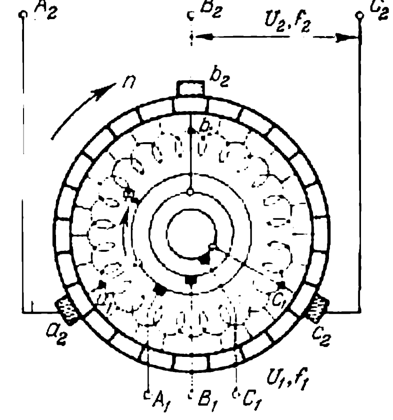


Fig. 29-5. Convertisseur de fréquence.

Fig. 29-6. Onde de potentiel au collecteur.

sens et à la même vitesse $n_1 = \frac{f}{p}$. Il en résulte qu'aux balais placés sur le collecteur on a un système de tension triphasée à fréquence $f_2 = f = pn$. En négligeant la chute de tension dans l'enroulement d'induit on a :

$$\dot{U}_2 = \dot{E}_2 = \dot{U}_1. \tag{29-19}$$

Si on décale les balais $a_2 - b_2 - c_2$ par rapport à la position indiquée sur la fig. 29-5, la tension $\dot{U}_2$, tout en restant constante en grandeur, variera en phase. En effet, lors du décalage des balais (de l'onde de potentiel) dans le sens opposé au sens de rotation du flux, les axes des enroulements entre les balais $a_2 - b_2$, $b_2 - c_2$ et $c_2 - a_2$ sont décalés dans l'espace dans le même sens et du même angle ; il en résulte que le flux Φ_m arrive maintenant sur l'axe de chacun des enroulements susmentionnés d'un angle α plus tôt et pour cette raison on a :

$$\dot{U}_2 = \dot{U}_1 \varepsilon^{+j\alpha}.$$

Lorsque les balais sont décalés dans le sens de rotation du flux, on a:

$$\dot{U}_2 = \dot{U}_1 \varepsilon^{-j\alpha}. \qquad (29\text{-}20)$$

Dans le cas général, on a:

$$\dot{U}_2 = \dot{U}_1 \varepsilon^{\pm j\alpha}.$$

Maintenant faisons tourner le rotor à la vitesse n dans un sens quelconque, par exemple, dans celui opposé au sens de l'onde de potentiel. Vu que la tension U_1 et la fréquence f du réseau d'alimentation n'ont pas changé, l'onde de tension, qui est de valeur constante, continue à tourner par rapport au rotor à la vitesse précédente $n_1 = \frac{f}{p}$. Mais dans l'espace et, par conséquent, par rapport aux balais $a_2 - b_2 - c_2$ immobiles dans l'espace, l'onde se déplace maintenant à la vitesse $n_2 = n_1 - n$; lorsque le rotor tourne dans le sens de l'onde de potentiel on a $n_2 = n_1 + n$. Conformément à cela la fréquence de la F.É.M. aux balais $a_2 - b_2 - c_2$ peut être écrite dans le cas général sous la forme suivante:

$$f_2 = pn_2 = p(n_1 \pm n) = pn_1 \frac{n_1 \pm n}{n_1} = fg. \qquad (29\text{-}21)$$

Selon la formule (29-19) la valeur de la tension U_2 ne dépend pas de la vitesse n du rotor. D'autre part, la phase de U_2, comme pour un rotor immobile, est déterminée exclusivement par l'angle α qui fixe la position des axes des enroulements $a_2 - b_2$, $b_2 - c_2$ et $c_2 - a_2$ dans l'espace par rapport au flux tournant Φ.

De cette façon, le système représenté sur la fig. 29-5, permet de régler la fréquence f_2 et la phase de la tension U_2 avec une tension pratiquement constante aux balais, c'est-à-dire à $U_2 = \text{const}$. Cette propriété précieuse du collecteur est largement utilisée pour le réglage de la vitesse d'une machine asynchrone ainsi que pour la compensation du $\cos \varphi$.

S'il faut modifier la tension U_2 aux bornes du convertisseur de fréquence on peut le réaliser en faisant varier la tension U_1 aux bagues, par exemple, à l'aide d'un transformateur à l'enroulement secondaire, divisé en sections, qui alimente le convertisseur de fréquence du côté des bagues.

29-7. Moteur en dérivation triphasé à double jeu de balais (moteur Schrage-Richter)

Ce moteur est une machine dans laquelle on a utilisé le principe d'injection d'une F.É.M. complémentaire dans le circuit secondaire du moteur pour le réglage de la vitesse de rotation et le réglage partiel du $\cos \varphi$. Le schéma de principe de ce moteur est représenté sur la fig. 29-7, où P et K sont les enroulements situés sur le rotor et S est l'enroulement du stator. L'enroulement P est un enroulement

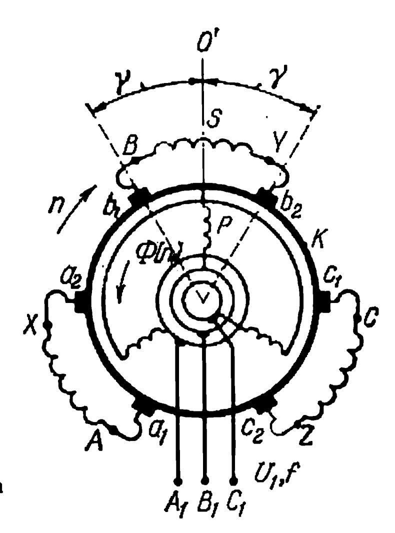


Fig. 29-7. Schéma de principe d'un moteur Schrage-Richter.

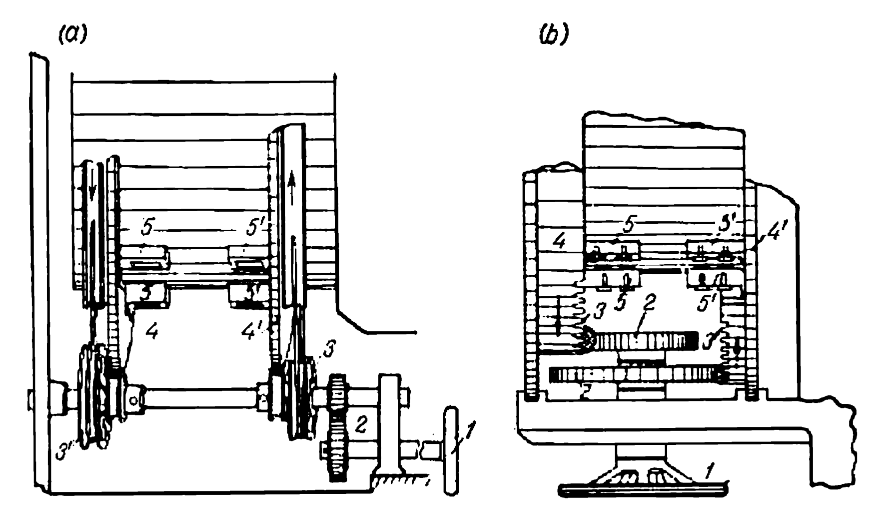


Fig. 29-8. Dispositif à balais d'un moteur Schrage-Richter.

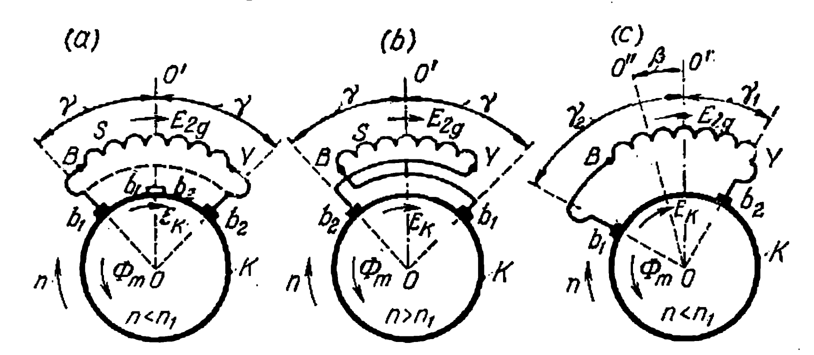


Fig. 29-9. Régulation de la vitesse et du cos φ d'un moteur Schrage-Richter.

ordinaire triphasé branché par les bagues et les bornes $A_1 - B_1 - C_1$ sur le réseau de tension U_1 et de fréquence f. De cette façon, l'enroulement P sert d'enroulement primaire du moteur. L'enroulement secondaire est représenté par l'enroulement statorique S comprenant trois enroulements de phase séparés dont les commencements $A - B - C$ sont connectés à un jeu de balais $a_1 - b_1 - c_1$ et les fins $X - Y - Z$ sont connectées à un autre jeu de balais $a_2 - b_2 - c_2$. L'enroulement K sert à créer une F.É.M. complémentaire E_c et est un enroulement à courant continu à collecteur placé dans les mêmes encoches que l'enroulement P et relié électriquement à l'enroulement statorique S à l'aide de deux jeux de balais indiqués plus haut. Pour simplifier les choses, sur la fig. 29-7 on a fait coïncider l'enroulement K et le collecteur et cet enroulement est indiqué par un gros trait continu. Les jeux de balais $a_1 - b_1 - c_1$ et $a_2 - b_2 - c_2$ sont fixés à deux couronnes qui peuvent se déplacer en sens opposés de sorte que l'angle 2γ entre les balais $a_1 - a_2$, $b_1 - b_2$ et $c_1 - c_2$ peut diminuer jusqu'à zéro ou augmenter jusqu'à une certaine valeur.

Les balais du moteur et le dispositif pour leur déplacement sont indiqués sur la fig. 29-8, *a* et *b*. On utilise deux dispositifs de liaison mécanique des couronnes *4—4'* portant les balais *5—5'*. Dans les deux dispositifs les couronnes se déplacent en sens opposés mais dans le premier (fig. 29-8, *a*) la rotation du volant *1* est transmise aux couronnes par un système d'engrenages *2* et des galets menants avec câbles *3—3'* et dans le second à l'aide d'un système d'engrenages *3—3'* (fig. 29-8, *b*). Selon que les engrenages dans le premier dispositif et dans le second ont le même diamètre ou les diamètres différents, les couronnes se déplacent par rapport à leur position initiale du même angle ou des angles différents (voir fig. 29-9, *a*, *b* et *c*). L'expérience a prouvé que pour les moteurs de faible puissance les systèmes à engrenages sont relativement chers; pour cette raison, les systèmes à câble utilisés dans les moteurs des machines textiles ont trouvé leur emploi en U.R.S.S. et puis en Allemagne.

29-8. Réglage de la vitesse et du cos φ du moteur Schrage-Richter

a) Réglage de la vitesse du moteur. Nous admettrons comme position initiale des balais sur le collecteur la position pour laquelle chaque paire de balais, par exemple $b_1 - b_2$, est située sur la ligne qui coïncide avec l'axe OO' de l'enroulement statorique S (ligne discontinue sur la fig. 29-9, *a*). Dans ce cas, l'angle d'ouverture entre les balais $2\gamma = 0°$, la F.É.M. complémentaire E_c est aussi nulle et le moteur fonctionne comme un moteur asynchrone renversé sans collecteur qui tourne dans le sens opposé au sens de rotation du flux Φ_m.

Lors du décalage des balais $b_1 - b_2$ d'un angle γ par rapport à l'axe OO' il se forme un circuit $b_1 - B - Y - b_2 - b_1$ avec des

F.É.M. E_{2g} et E_c. L'axe du tronçon de l'enroulement K entre les balais b_1 et b_2 est fixé dans l'espace par la position de ces balais. Le flux Φ_m se déplace donc par rapport aux balais $b_1 - b_2$ et, pour cette raison, par rapport au tronçon de l'enroulement entre ces balais à la même vitesse que par rapport à l'enroulement statorique S. Dans ce cas, la F.É.M. E_c créée par l'enroulement K et amenée aux balais $b_1 - b_2$ a la même fréquence de glissement $f_2 = gf$ que la F.É.M. E_{2g} du stator. De plus, les axes des enroulements K et S dans ce cas coïncident dans l'espace et pour cette raison les F.É.M. E_{2g} et E_c coïncident en phase. Nous admettrons que les enroulements S et K sont bobinés dans le même sens. Dans ce cas, les F.É.M. E_{2g} et E_c sont dirigées suivant le circuit $b_1 - B - Y - b_2 - b_1$ en sens opposés et cela correspond au passage du moteur à une vitesse inférieure à celle de synchronisme (fig. 29-2,*a*).

Fig. 29-10. Cercle de potentiel de l'enroulement K.

Si on fait tourner les couronnes de façon à ce que les balais $b_1 - b_2$ changent de place (fig. 29-9,*b*), les F.É.M. E_{2g} et E_c agissent dans le circuit $b_2 - Y - B - b_1 - b_2$ dans le même sens et le moteur commence à fonctionner à une vitesse supérieure à celle de synchronisme (fig. 29-2,*c*).

Examinons les limites de réglage de la vitesse du moteur dans le cas le plus simple de marche à vide. Selon la formule (29-18), le glissement en marche à vide $g_{0c} = \pm \frac{E_c}{E_2}$. Dans le moteur considéré la F.É.M. E_c est créée par une partie de l'enroulement K qui se trouve dans l'angle 2γ. Soit w_K le nombre de spires de l'enroulement K entre les deux balais voisins d'une couronne quelconque (par exemple entre les balais $b_1 - c_1$ sur la fig. 29-7) ; $w_{K\gamma}$ est le nombre de spires de cet enroulement dans l'angle 2γ ; w_2 est le nombre de spires dans la phase de l'enroulement statorique ; k_{bK}, $k_{b\gamma}$ et k_{b2} sont les facteurs de bobinage qui correspondent à ces nombres de spires. On a alors :

$$E_c = \pi \sqrt{2}\, f_2 w_{K\gamma} k_{b\gamma} \Phi_m ;$$

$$E_2 = \pi \sqrt{2}\, f_2 w_2 k_{b2} \Phi_m .$$

Mais du cercle de potentiel pour l'enroulement K (fig. 29-10) on tire que :

$$b_1 b_2 = w_{K\gamma} k_{b\gamma} = w_K k_{bK} \sin \gamma .$$

Par conséquent,

$$g_{0c} = \pm \frac{E_c}{E_2} = \frac{w_K k_{bK}}{w_2 k_{b2}} \sin \gamma . \qquad (29\text{-}22)$$

Dans cette dernière expression les signes « plus » ou « moins » se rapportent à l'angle γ. Il faut considérer ce dernier comme positif lorsque E_c est opposée à E_{2g} et comme négatif lorsque ces deux F.É.M. agissent dans le même sens.

Vu que $g_{0c} = \frac{n_1 - n_0}{n_1}$, où n_0 est la vitesse du rotor lors de la marche à vide, on a:

$$n_0 = n_1 \left(1 - \frac{w_K k_{bK}}{w_2 k_{b2}} \sin \gamma\right). \qquad (29\text{-}23)$$

Nous voyons que *la vitesse n_0 dépend du rapport des nombres de spires de l'enroulement K et de l'enroulement S et de l'angle d'ouverture entre les balais* γ. Pour le rapport donné $\frac{w_K k_{bK}}{w_2 k_{b2}}$ la vitesse du moteur sera minimale pour $\gamma = +90°$ et maximale pour $\gamma = -90°$. Ainsi, pour $\frac{w_K k_{bK}}{w_2 k_{b2}} = \frac{1}{2}$ on peut régler la vitesse du moteur dans les limites 1 : 3.

b) Réglage du cos φ du moteur Schrage. Lorsque le moteur tourne à une vitesse inférieure au synchronisme il a un cos φ relativement très petit (voir fig. 29-13). Pour améliorer le cos φ on déplace les balais $b_1 - b_2$ de différents angles γ_1 et γ_2 par rapport à l'axe OO' de façon que l'axe OO'' de l'enroulement K se trouve décalé par rapport à l'axe OO' de l'enroulement S d'un angle α dans le sens de rotation du flux Φ_m (fig. 29-9, *c*). Dans ce cas, la F.É.M. E_c est en avance par rapport à la F.É.M. E_{2g}, ce qui correspond à la compensation positive du cos φ (fig. 29-3, *a*); mais une telle compensation influe aussi sur la vitesse de rotation du moteur car dans les conditions considérées la formule (29-23) prend la forme suivante:

$$n_0 = n_1 \left(1 - \frac{w_K k_{bK} \cos \alpha}{w_2 k_{b2}} \sin \gamma\right). \qquad (29\text{-}24)$$

29-9. Diagrammes vectoriels du moteur Schrage-Richter

Examinons les diagrammes vectoriels de ce moteur pour trois régimes de marche: pour les vitesses inférieure et supérieure à celle de synchronisme en l'absence de compensation et pour la vitesse inférieure à celle de synchronisme avec compensation simultanée du cos φ. Sur la fig. 29-11,*a* est construit le diagramme vectoriel pour la vitesse inférieure à celle de synchronisme. On a ici $OA = g\dot{E}_2$, la F.É.M. principale induite par le flux Φ_m dans le circuit secondaire du moteur (dans le stator S) en l'absence de la F.É.M. complémentaire; $\overline{CA} = \dot{E}_c$, la F.É.M. complémentaire, opposée à la F.É.M. principale; $\overline{OC} = g_c\dot{E}_2$, la F.É.M. lors du glissement g_c;

$\overline{OB} = \dot{I}_2$, le courant secondaire du moteur qui correspond à la F.É.M. principale; $\overline{DB} = \dot{I}_{2c}$ et $\overline{OD} = \dot{I}_{2g}$, deux courants fictifs dont le premier correspond à la F.É.M. E_c et le second à la F.É.M. $g_c E_2$. La F.M.M. du circuit secondaire représente la différence arithmétique entre la F.M.M. due aux enroulements statoriques

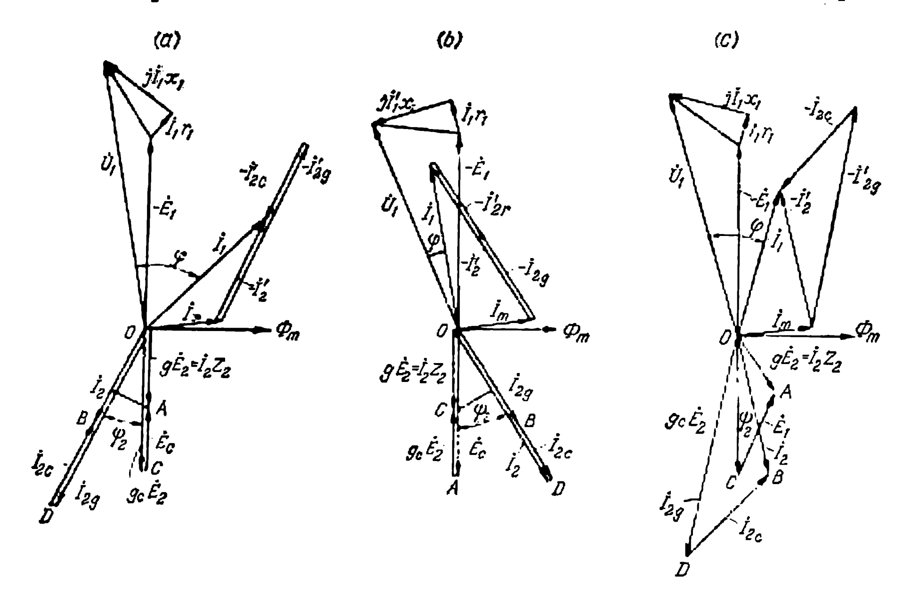


Fig. 29-11. Diagrammes vectoriels d'un moteur Schrage-Richter: a) pour $n < n_1$; b) pour $n > n_1$; c) pour $n > n_1$ avec compensation du cos φ.

et la F.M.M. due à l'enroulement complémentaire rotorique. Si $\dot{I}'_2$ est le courant secondaire ramené à l'enroulement primaire on a:

$$m_1 w_1 k_{b1} \dot{I}'_2 = m_2 w_2 k_{b2} \dot{I}_2 - m_2 w_{K\gamma} k_{b\gamma} \dot{I}_2$$

ou

$$\dot{I}'_2 = \dot{I}'_{2g} - \dot{I}'_{2c}, \qquad (29\text{-}25)$$

où

$$\dot{I}'_{2g} = \frac{m_2 w_2 k_{b2}}{m_1 w_1 k_{b1}} \dot{I}_2 \quad \text{et} \quad \dot{I}'_{2c} = \frac{m_2 w_{K\gamma} k_{b\gamma}}{m_1 w_1 k_{b1}} \dot{I}_2.$$

Par conséquent,

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_m + (-\dot{I}'_2) = \dot{I}_m + (-\dot{I}'_{2g}) + (+\dot{I}'_{2c})$$

et

$$\dot{U}_1 = -\dot{E}_1 + \dot{I}_1 r_1 + j\dot{I}_1 x_1.$$

Sur la fig. 29-11,*b* on a construit le diagramme vectoriel pour une vitesse supérieure à celle de synchronisme. Vu que dans ce

cas les F.É.M. $E_{2g} = gE_2$ et E_c agissent dans le même sens, la F.M.M. du circuit secondaire est représentée par la somme des F.M.M. de l'enroulement statorique et de l'enroulement complémentaire. Par analogie avec la formule (29-25) on a:

$$\dot{I}'_2 = \dot{I}'_{2g} + \dot{I}'_{2c}. \qquad (29\text{-}26)$$

Pour une vitesse supérieure à celle de synchronisme le glissement g est négatif. Pour cette raison le courant I_2 est en avance sur la F.É.M. gE_2 d'un angle

$$\psi_2 = \operatorname{arctg}\left(-\frac{x_2 g_c}{r_2}\right),$$

et le moteur marche à un cos φ de beaucoup supérieur à celui qu'il a lors de la marche à une vitesse inférieure à celle de synchronisme.

La fig. 29-11,*c* donne le diagramme vectoriel d'un moteur pour une vitesse inférieure à celle de synchronisme avec compensation simultanée du cos φ. Dans ce cas, la F.M.M. du circuit secondaire est la somme géométrique des F.M.M. créées par les courants I'_{2g} et I'_{2c}, c'est-à-dire

$$\dot{I}'_2 = \dot{I}'_{2g} + \dot{I}'_{2c}.$$

On voit d'après le dessin que le cos φ d'un moteur marchant à une vitesse inférieure à celle de synchronisme peut être notablement amélioré si on compare avec le régime de marche sans compensation du cos φ.

29-10. Caractéristiques du moteur Schrage-Richter

Vu que pour U_1 = const et f = const le flux principal $\Phi_m \approx$ ≈ const, pour l'angle d'ouverture donné 2γ entre les balais la caractéristique $n = f(C)$ du moteur est rigide. Sur la fig. 29-12 sont données des courbes qui expriment cette relation pour trois valeurs de l'angle 2γ. Il résulte de ces courbes que le moteur pour les valeurs limites de 2γ (courbes inférieure et supérieure) présente des variations de vitesse relativement grandes. Cela s'explique par le fait que la réactance du circuit secondaire de la machine à ces régimes augmente par rapport à la réactance en régime asynchrone, c'est-à-dire pour $2\gamma = 0$. Sur la fig. 29-13 sont données les caractéristiques du $\cos\varphi = f(C)$ pour les mêmes valeurs de 2γ. Pour l'échelon inférieur de la vitesse est donnée la courbe $\cos\varphi = f(C)$ avec compensation.

Le couple renversant du moteur avec réglage de la vitesse dans les limites 3:1 est relativement grand: pour la vitesse maximale $\frac{C_{max}}{C_n} \approx 5{,}5$; pour la vitesse moyenne $\frac{C_{max}}{C_n} \approx 2{,}8$ et pour la vitesse minimale $\frac{C_{max}}{C_n} \approx 2$.

La fig. 29-14 représente les courbes du rendement $\eta = f(C)$. La courbe des valeurs maximales du rendement correspond à la caractéristique supérieure de la vitesse et la courbe des valeurs

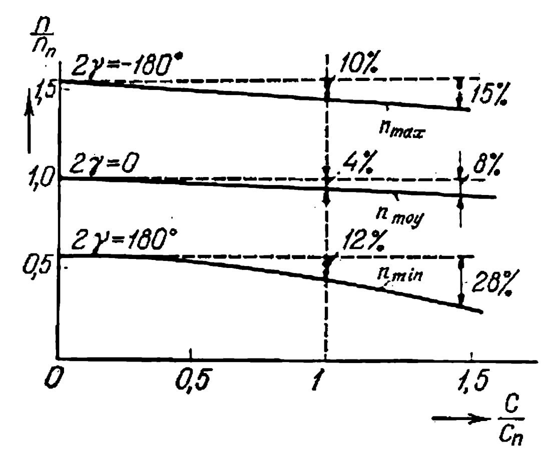


Fig. 29-12. Courbes $n = f(C)$ du moteur Schrage-Richter pour γ variable.

minimales correspond à la caractéristique inférieure bien que pour la première caractéristique les pertes mécaniques et celles dans le cuivre de l'enroulement primaire soient plus grandes. Cet accrois-

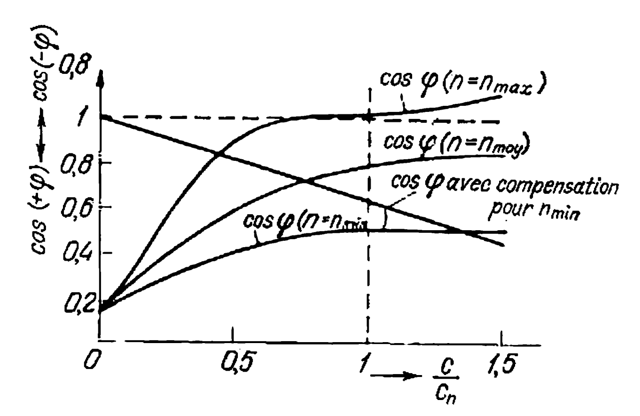


Fig. 29-13. Courbes du $\cos\varphi = f(C)$ du moteur Schrage-Richter pour γ variable et α variable.

sement du rendement s'explique par l'accroissement de la puissance développée par le moteur aux vitesses plus grandes, car sa puissance sur l'arbre pour C = const (condition normale de travail du moteur) croît proportionnellement à sa vitesse.

Les caractéristiques de démarrage du moteur sont relativement bonnes. On n'a pas besoin d'un rhéostat de démarrage spécial car son rôle est joué par la F.É.M. complémentaire E_c qui au lancement du moteur doit être dirigée en sens inverse de celui de la F.É.M. principale. Dans ce cas, le courant de démarrage dans le circuit secondaire est $I_{2d} = \frac{E_2 - E_{2c}}{z_2}$ et peut être limité en fonction du rapport entre E_2 et E_{2c}.

La fig. 29-15 représente les courbes de variation du couple de démarrage et du courant de démarrage du moteur avec réglage de la vitesse en fonction de l'angle d'ouverture des balais 2γ. On voit que pour $2\gamma = 180°$ le couple de démarrage est relativement grand ($C_d \approx 2{,}2C_n$), le courant de démarrage étant très limité ($I_d \approx 1{,}61I_n$).

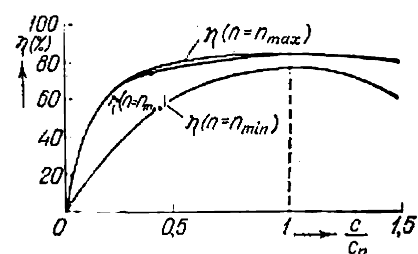


Fig. 29-14. Courbes du $\eta = f(C)$ du moteur Schrage-Richter pour γ variable.

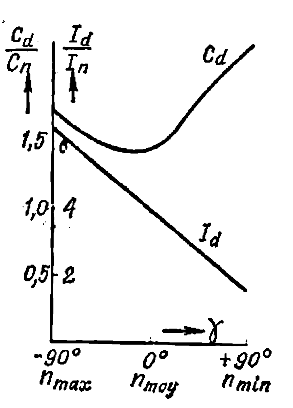


Fig. 29-15. Courbes du C_d et $I_d = f(\gamma)$.

Un défaut important du moteur Schrage-Richter est qu'on doit l'alimenter côté rotor par un système de bagues et de balais. L'expérience prouve qu'un tel système fonctionne de façon sûre seulement lorsque la tension appliquée au moteur $U_1 \leqslant 500$ V. D'autre part, les conditions de commutation dans le moteur sont telles que la puissance du moteur qui revient à une paire de pôles ne dépasse pas 20 à 30 kVA à 50 Hz. Mais en utilisant un enroulement doublement fermé (voir tome I, § 3-13) on peut élargir ces limites. Pour cette raison les moteurs de ce type sont fabriqués surtout comme des moteurs de faible puissance, bien que dans certains cas on trouve des moteurs dont la puissance atteint 500 kW.

Ces moteurs sont répandus dans l'industrie textile, dans les papeteries, les imprimeries, etc.

Exemple 29-1.

Calculons les paramètres et construisons les diagrammes de cercle d'un moteur shunt à collecteur alimenté par le rotor (type Schrage-Richter).

Données initiales: moteur ouvert (fig. 29-16) avec réglage de la vitesse de 500 à 1 400 tr/mn. Tension du réseau $U_1 = 220/380$ V, fréquence $f = 50$ Hz.

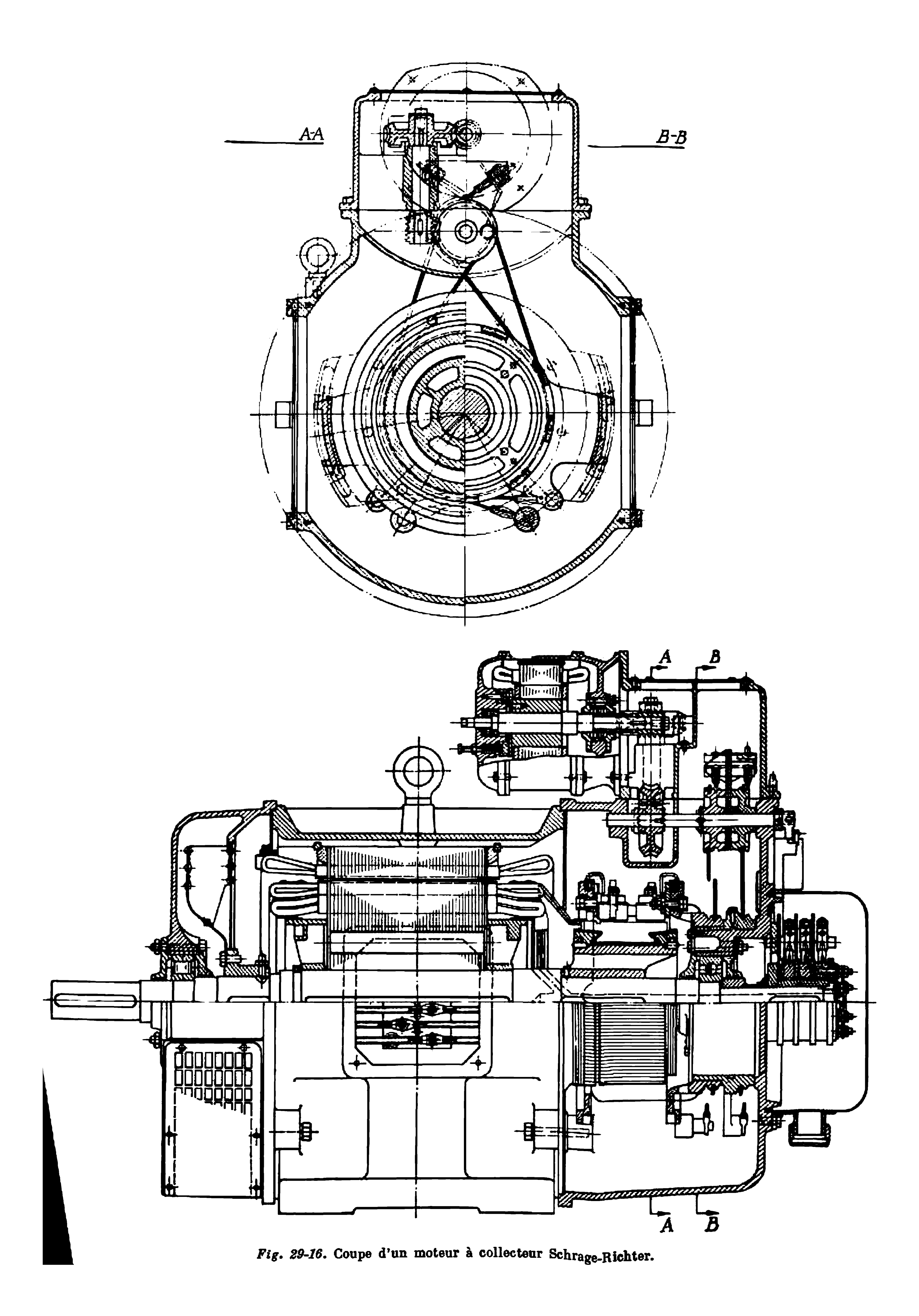


Fig. 29-16. **Coupe d'un moteur à collecteur Schrage-Richter.**

Tableau 29-1

Principales caractéristiques du moteur pour les différents régimes de fonctionnement

Paramètres	Unités de mesure	Régime de fonctionnement		
		hypersynchrone	asynchrone	subsynchrone
Vitesse de rotation . .	tr/mn	1400	920	500
Puissance	kW	12,0	7,7	4,3
Courant primaire I_1 . .	A	22,7	17,0	15,3
Courant secondaire I_2	A	56,2	56,4	63,2
Rendement	%	80,3	85,0	74,0
Cos φ	—	~1,0	0,815	0,575
Glissement	%	7	8	18
Angle d'ouverture des balais	degrés	76°	0	—48°30′

Dans les limites de variation de la vitesse de 50 % à 140 % le couple synchrone sur l'arbre reste constant. Les variations de la puissance et des autres données en fonction de la vitesse sont indiquées dans le tableau 29-1. Le nombre de pôles du moteur $2p = 6$, le diamètre extérieur du fer statorique $D_a = 370$ mm, l'alésage du stator $D_i = 290$ mm, le pas polaire $\tau = 151$ mm, la longueur du fer actif $l = 190$ mm, le nombre d'encoches du rotor $z_1 = 36$, le nombre de spires de l'enroulement primaire du rotor connectées en série $w_a = 116$, le nombre d'encoches par pôle et par phase $q_a = 2$, le pas d'enroulement suivant les encoches 1 — 6, le pas relatif de l'enroulement rotorique $\beta_a = \frac{5}{6} = 0{,}833$.

Les dimensions des encoches du rotor (la forme de l'encoche est donnée sur la fig. 29-17,*a*): $h_1 = 26{,}15$ mm, $h_2 = 10{,}0$ mm, $h_3 = 7{,}65$ mm, $h_4 = 1{,}0$ mm, $b_1 = 9$ mm, $b_2 = 14$ mm, $b_2'' = 15{,}3$ mm, $b_3 = 3{,}3$ mm; les facteurs de bobinage rotorique $k_{\text{rot}\,a} = 0{,}966$, $k_{\text{r}a} = 0{,}966$, $k_a = 0{,}936$.

Fig. 29-17. Encoches rotorique et statorique du moteur Schrage-Richter.

Dans la même encoche avec l'enroulement primaire du rotor se trouve l'enroulement de réglage à nombre de spires connectées en série $w_s = 16$ avec $q_s = 2$, un pas 1 — 6, $\beta_s = 0{,}833$ et les facteurs de bobinage $k_{\text{rot}\,s} = 0{,}960$, $k_{\text{r}s} = 0{,}966$, $k_s = 0{,}927$.

Le nombre d'encoches statoriques $z_2 = 54$, le nombre d'encoches par pôle et par phase $q_d = 3$, le nombre de spires connectées en série $w_d = 30$, le pas d'enroulement statorique suivant les encoches 1—9, $\beta_d = 0{,}889$, les facteurs de bobinage $k_{\text{rot}\,d} = 0{,}960$, $k_{\text{r}\,d} = 0{,}985$, $k_d = 0{,}945$. Les dimensions de

l'encoche statorique (fig. 29-17,b): h_1 = 8,5 mm, h_2 = 5,9 mm, h_3 = 1,0 mm, b_1 = 12,8 mm, b_2 = 11,8 mm, b_3 = 3,2 mm.

Paramètres des enroulements du moteur à différents régimes

La perméance des encoches de la partie rotorique de l'enroulement primaire est:

$$\lambda_{ena} = \lambda_{ena1} + \lambda_{ena2},$$

$$\lambda_{ena1} = \left[\frac{2h_1}{3(b_1+b_2)} + \frac{1}{2}\,0{,}66 + \frac{2h_2}{b_2+b_2''} + \frac{2h_3\cdot 0{,}75}{b_2''+b_3} + \frac{h_4}{b_3}\right]\cdot\frac{3\beta_a+1}{4} = 2{,}35;$$

$$\lambda_{ena2} = \left[\frac{1}{2}\cdot\frac{2h_1}{b_1+b_2''} + \frac{2h_3\cdot 0{,}75}{b_2''+b_3} + \frac{h_4}{b_3}\right]\cdot\frac{3\beta_a+1}{4}\times$$

$$\times\frac{w_s\cdot\frac{2}{\pi}\sin\gamma}{w_dk_d + w_s\frac{2}{\pi}\cdot\sin\gamma} = 1{,}1\cdot\frac{15{,}3\sin\gamma}{28{,}4+15{,}3\sin\gamma}.$$

La perméance de la partie frontale est:

$$\lambda_{fa} = 0{,}75\,\frac{\tau q_a}{l}\cdot\frac{3\beta_a-1}{2} = 0{,}68.$$

La perméance de dispersion différentielle est:

$$\lambda_{da} = \frac{m_1q_ak_s^2\tau}{\pi^2\cdot\delta\cdot k_\mu\cdot k_\delta}\,k_d\left(1 - \frac{w_s\frac{2}{\pi}\sin\gamma}{w_dk_d + w_s\frac{2}{\pi}\sin\gamma}\right) = 1{,}65\,\frac{28{,}4}{28{,}4+15{,}3\sin\gamma}.$$

Les perméances de la partie d'encoches de l'enroulement de réglage sont:

$$\lambda_{ens} = \lambda_{ens1} + \lambda_{ens2},$$

$$\lambda_{ens1} = \left[\frac{2h_2}{3(b_2+b_2'')} + \frac{2h_3\cdot 0{,}75}{b_2''+b_3} + \frac{h_4}{b_3}\right]\cdot\frac{3\beta_s+1}{4} = 1{,}01;$$

$$\lambda_{ens2} = \left[\frac{2h_2}{2[b_2+b_2'']} + \frac{2h_3\cdot 0{,}75}{b_2''+b_3} + \frac{h_4}{b_3}\right]\cdot\frac{3\beta_s+1}{4}\times$$

$$\times\frac{w_dk_d + w_s\cdot\frac{2}{\pi}\sin\gamma}{w_d\cdot k_d} = 1{,}152\cdot 0{,}875\,\frac{28{,}4+14{,}8\cdot\sin\gamma}{28{,}4}.$$

La perméance de la partie frontale est:

$$\lambda_{fs} = \lambda_{fa} = 0{,}68.$$

La perméance de dispersion différentielle est:

$$\lambda_{ds} = \frac{m_1q_ak_a^2\tau}{\pi^2\delta k_\mu k_\delta}\,k_d\cdot\left(1 - \frac{w_dk_d + w_s\frac{2}{\pi}\sin\gamma}{w_s\frac{2}{\pi}\sin\gamma}\right) = 1{,}65\,\frac{28{,}4}{15{,}3\sin\gamma}.$$

Perméances de la partie d'encoche de l'enroulement secondaire principal

$$\lambda_{end} = \left[\frac{2h_1}{3(b_1+b_2)} + \frac{1}{2}\,0{,}66 + \frac{2h_2\cdot 0{,}75}{(b_2+b_3)} + \frac{h_3}{b_3}\right]\frac{3\beta_d+1}{4} = 1{,}34.$$

Perméance de la partie frontale

$$\lambda_{fd} = 0{,}57\,\frac{\tau\cdot q_d}{l}\cdot\frac{3\beta_d-1}{2} = 1{,}13.$$

Tableau 29-2

Valeurs des perméances, des résistances et des réactances pour les différents régimes de fonctionnement du moteur

Grandeurs théoriques	Régime de fonctionnement		
	hypersynchrone $\gamma=-76°$ $\beta=0°$	asynchrone $\gamma=0°$ $\beta=0°$	subsynchrone $\gamma=48,5°$ $\beta=0°$
Enroulement primaire			
$\lambda_{en\,a1}$	2,35	2,35	2,35
$\lambda_{en\,a2}$	−0,38	0	+0,75
$\lambda_{en\,a}$	1,97	2,35	3,10
$\lambda_{f\,a}$	0,68	0,68	0,68
$\lambda_{d\,a}$	1,085	1,65	2,76
$\sum\lambda$	3,74	4,68	6,54
x_a	1,27	1,58	2,21
r_a	0,287	0,287	0,287
Enroulement de réglage			
$\lambda_{ens\,1}$	1,01	—	1,01
$\lambda_{ens\,2}$	−3,22	—	1,63
λ_{ens}	−2,21	—	2,64
λ_{fs}	0,68	—	0,68
λ_{ds}	3,17	—	4,09
$\sum\lambda$	−4,71	—	7,41
x_s	−0,0485	0	0,0312
r_s	0,0232	0	0,0148
	0,0285	0,0284	0,0253
Résistance de contact des balais			
$\lambda_{en\,d}$	—	1,34	—
$\lambda_{f\,d}$	—	1,13	—
$\lambda_{d\,d}$	—	1,24	—
$\sum\lambda$	—	3,71	—
x_d	—	0,055	—
r_d	—	0,0254	—

Perméance de dispersion différentielle

$$\lambda_{dd}=\frac{m_2 q_d k_d^2 \tau}{\pi^2 \delta k_\delta k_\mu}\,k_d=1,24.$$

Réactance

$$x_m=\frac{U_\Phi-I_1 r_1}{I_m}=\frac{220-17,2\cdot 0,287}{8,86}=24,3 \text{ ohms},$$

où

$$I_m = 2 \cdot \frac{1,11 p \cdot F_\Sigma}{m \cdot w_a k_a} = \frac{2 \cdot 1,11 \cdot 3 \cdot 423,7}{3 \cdot 116 \cdot 0,935} = 8,86 \text{ A}.$$

Coefficient de dispersion

$$\sigma_1 = 1 + \frac{x_1}{x_m} = 1 + \frac{x_1}{24,3}.$$

Les valeurs théoriques des perméances, des réactances et des résistances des enroulements du moteur sont indiquées dans le tableau 29-2. Les données du

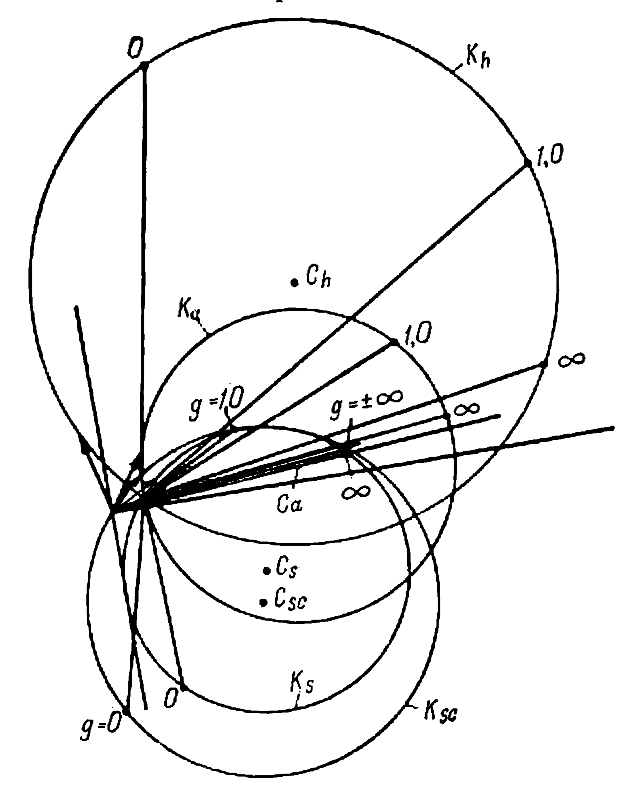


Fig. 29-18. Diagrammes de cercle pour l'exemple d'un moteur Schrage-Richter à vitesses hypersynchrone (K_h), asynchrone (K_a), subsynchrone (K_s) et subsynchrone avec compensation (K_{sc}).

Principales caractéristiques de fonctionnement du moteur en régime hypersynchrone $P = 12$ kW, $I = 22,7$ A, $\cos\varphi = 0,986$; en régime asynchrone $P = 7,7$ kW, $I = 17$ A, $\cos\varphi = 0,815$; en régime subsynchrone $P = 4,3$ kW, $I = 15,3$ A, $\cos\varphi = 0,46$; en régime synchrone avec compensation $P = 4,3$ kW, $\cos\varphi = 0,655$.

calcul des paramètres du diagramme de cercle du moteur pour les points $g = 1,0$, $g = 0$, et $g = \pm\infty$ en régimes hypersynchrone, asynchrone et subsynchrone (avec $\beta = 0$ et $\beta = 8°$) sont indiquées dans le tableau 29-3 d'après lesquelles sur la fig. 29-18 ont été construits les diagrammes de cercle : pour la vitesse hypersynchrone (cercle K_h), la vitesse subsynchrone sans compensation et avec compensation (cercle K_s et K_{sc}) et pour la vitesse de rotation en régime de fonctionnement asynchrone du moteur (cercle K_a).

Tableau 29-3

Paramètres du moteur à différents régimes de fonctionnement

Grandeurs théoriques	Régime de fonctionnement			
	hyper-synchrone $\gamma=-76°$ $\beta=0°$	asyn-chrone $\gamma=0°$ $\beta=0°$	subsyn-chrone $\gamma=+48°,5$ $\beta=0°$	subsyn-chrone avec compen-sation $\gamma=+48°,5$ $\beta=8°$
		$g=1,0$		
r_1	0,287	0,287	0,287	0,287
x_1	1,25	1,58	2,21	2,21
r_2	0,0538	0,0538	0,0538	0,0538
x_d	0,055	0,055	0,055	0,055
x_c	−0,0485	0	0,0312	0,0312
$x_2=x_dg+x_c$	0,0065	0,055	0,0862	0,0862
σ_1	1,05	1,065	1,09	1,09
σ_1^2	1,10	1,14	1,19	1,19
$r_1'=r_1\sigma_1$	0,301	0,306	0,313	0,313
$x_1'=x_1\sigma_1$	1,32	1,68	2,41	2,41
$r_2'=r_2\sigma_1^2$	0,0847	0,0614	0,078	0,078
$x_2'=x_2\sigma_1^2$	0,00715	0,0626	0,1025	0,1025
$r_{2k}'=\dfrac{m_{12}k_{ad}^2r_2'}{(k_{cd}+1)^2}$	0,534	0,900	3,20	3,20
$x_{2k}'=\dfrac{m_{12}k_{ad}^2x_2'}{(k_{cd}+1)^2}$	0,045	0,919	4,20	4,20
$r_{n1}=r_1'+r_{2k}'$	0,835	1,206	3,513	3,513
$x_{n1}=x_1'+x_{2k}'$	1,365	2,605	6,610	6,610
$z_{n1}=\sqrt{r_{n1}^2+x_{n1}^2}$	1,60	2,88	7,48	7,48
$\cos\varphi_{n1}=r_{n1}/z_{n1}$	0,522	0,419	0,470	0,470
$I_{n1}=U_1/z_{n1}$	137,5	76,4	29,5	29,5
		$g=0$		
r_1	0,287	0,287	0,287	0,287
x_1	1,25	1,58	2,21	2,21
r_2	0,0538	0,0538	0,0538	0,0538
x_d	0,055	0,055	0,055	0,055
x_c	−0,0485	0	0,0312	0,0312
$x_2=x_dg+x_c$	−0,0485	0	0,0312	0,0312
σ_1	1,05	1,065	1,09	1,09
σ_1^2	1,10	1,14	1,19	1,19
$r_1'=r_1\sigma_1$	0,301	0,306	0,313	0,313
$x_1'=x_1\sigma_1$	1,32	1,68	2,41	2,41

Grandeurs théoriques	Régime de fonctionnement: hyper-synchrone $\gamma=-76°$ $\beta=0°$	asyn-chrone $\gamma=0°$ $\beta=0°$	subsyn-chrone $\gamma=+48°,5$ $\beta=0°$	subsyn-chrone avec compen-sation $\gamma=+48°,5$ $\beta=8°$
$r_2'=r_2\sigma_1^2$	0,0847	0,0614	0,078	0,078
$x_2'=x_2\sigma_1^2$	−0,0534	0	0,037	0,037
$r_{2k}'=\dfrac{m_{12}k_{ad}^2\,[r_2'(k_{cd}+1)-x_2'\sin\beta]}{k_{cd}(k_{cd}+1)^2}$	1,56	∞	−4,74	−4,20
$x_{2k}'=\dfrac{m_{12}k_{ad}^2\,[x_2'(k_{cd}+1)+r_2'\sin\beta]}{k_{cd}(k_{cd}+1)^2}$	−0,98	0	−2,24	−3,33
$r_{n0}'=r_1'+r_{2k}'$	1,86	∞	−4,43	−3,89
$x_{n0}=x_1'+x_{2k}'$	−0,34	1,68	0,17	−0,92
$z_{n0}=\sqrt{r_{n0}^2+x_{n0}^2}$	1,89	∞	4,44	4,00
$\cos\varphi_{n0}=r_{n0}/z_{n0}$	0,985	1,0	0,999	0,972
I_{n0}	116	0	49,6	55,0

$g=\pm\infty$

r_1	0,287	0,287	0,287	0,287
x_1	1,25	1,58	2,21	2,21
r_2	0,0538	0,0538	0,0538	0,0538
x_d	0,055	0,055	0,055	0,055
x_c	−0,0485	0	0,0312	0,0312
x_2	0,055	0,055	0,055	0,055
σ_1	1,05	1,065	1,09	1,09
σ_1^2	1,10	1,14	1,19	1,19
$r_1'=r_1\sigma_1$	0,301	0,306	0,313	0,313
$x_1'=x_1\sigma_1$	1,32	1,68	2,41	2,41
$r_2'=r_2\sigma_1^2$	0,0847	0,0614	0,078	0,078
$x_2'=x_2\sigma_1^2$	0,0605	0,0627	0,0655	0,0655
$r_{2k}'=\dfrac{m_{12}k_{ad}^2k_{cd}\sin\beta\cdot x_2'}{(k_{cd}+1)^2}$	0	0	0	0,150
$x_{2k}'=\dfrac{m_{12}k_{ad}^2x_2'}{k_{cd}+1}$	0,585	0,919	1,60	1,60
$r_{n\infty}=r_1'+r_{2k}'$	0,301	0,306	0,313	0,463
$x_{n\infty}=x_1'+x_{2k}'$	1,905	2,60	4,01	4,01
$z_{n\infty}=\sqrt{r_{n\infty}^2+x_{n\infty}^2}$	1,93	2,62	4,02	4,04
$\cos\varphi_{n\infty}=r_{n\infty}/z_{n\infty}$	0,156	0,117	0,073	0,114
$I_{n\infty}$	114,0	84,0	54,7	54,5

En examinant les diagrammes de cercle de la fig. 29-18 on voit que pour la vitesse hypersynchrone la composante réactive du courant commence à diminuer par comparaison avec le courant à vide et pour cette raison le moteur en charge a un cos φ très élevé, proche de l'unité.

Pour la vitesse subsynchrone la composante réactive du courant commence à augmenter et pour cette raison le cos φ a une valeur relativement faible. Dans ce cas, le cos φ peut être amélioré par injection de la tension de compensation, grâce à laquelle le moteur à vide a un cos $\varphi \approx 1$ et en charge il a un cos φ de valeur augmentée.

Les moteurs à collecteur à alimentation statorique comportent l'enroulement principal sur le stator et la tension complémentaire E'_{2c} peut être obtenue depuis un enroulement complémentaire situé sur le stator ou depuis un régulateur de potentiel. Le moteur à collecteur de la Maison A.E.G. présente un intérêt certain. Dans ce moteur la tension complémentaire est obtenue simultanément depuis un enroulement complémentaire situé sur le stator et depuis un petit régulateur de potentiel.

29-11. Moteurs triphasés à collecteur à excitation série. Schémas et principes de fonctionnement

La fig. 29-19 représente le schéma de principe d'un moteur triphasé à collecteur à excitation série. Le moteur possède deux enroulements dont l'un S à nombre de spires w_1 est situé sur le stator

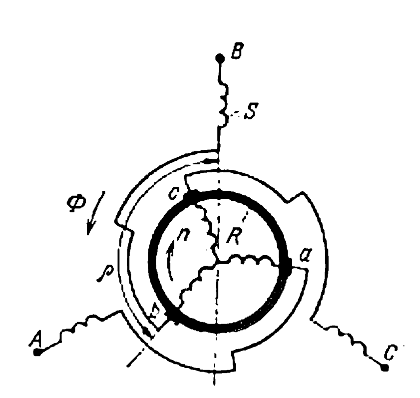


Fig. 29-19. Schéma de principe d'un moteur à collecteur série triphasé.

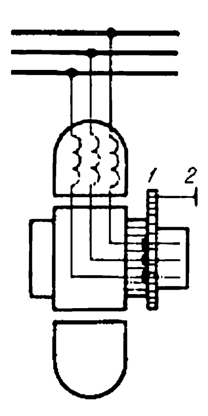


Fig. 29-20. Dispositif pour le déplacement des balais d'un moteur à collecteur série triphasé.

et est confectionné comme un enroulement triphasé à courant alternatif et l'autre R à nombre de spires w_2 est situé sur le rotor et est confectionné comme un enroulement à courant continu à collecteur. Pour simplifier les explications nous remplaçons l'enroulement rotorique couplé en triangle par un enroulement équivalent couplé en étoile. Dans le cas le plus simple, le moteur peut ne pas posséder de transformateur intermédiaire; dans ce cas, les extrémités des

phases de l'enroulement statorique sont connectées d'un côté aux balais $a - b - c$ et d'un autre côté, aux bornes extérieures $A - B - C$. La couronne portant les balais peut être décalée dans l'un ou dans l'autre sens d'un angle arbitraire ρ à l'aide d'un système d'engrenages *1* et d'un volant *2* (fig. 29-20). Vu que tous les enroulements de phase sont symétriques, nous ne représenterons qu'une seule phase, par exemple $B - b$.

Lorsque les axes des enroulements statorique et rotorique coïncident l'angle ρ formé par ces axes est nul et on obtient la position

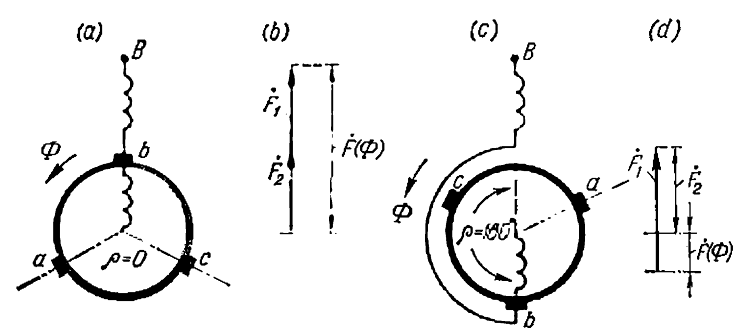


Fig. 29-21. Position des balais d'un moteur série triphasé: *a*) marche à vide; *b*) court-circuit.

de marche à vide (fig. 29-21, *a*). Dans ce cas, dans chaque phase du moteur on a le nombre équivalent maximal possible de spires et pour cette raison le flux magnétique résultant

$$\Phi_m \approx \frac{U_1}{\pi\sqrt{2}\,(w_1 k_{b1} + w_2 k_{b2})\, f} \tag{29-27}$$

a la valeur minimale. Dans cette formule, w_1 et w_2 sont les nombres de spires des enroulements statorique et rotorique, k_{b1} et k_{b2} étant leurs facteurs de bobinage.

Si on déplace les balais d'un angle $\rho = 180°$ depuis la position de marche à vide, on obtient la position de court-circuit (fig. 29-21,*c*). Dans ce cas, les enroulements du stator et du rotor sont pour ainsi dire enroulés pour former un enroulement bifilaire; pour cette raison le nombre équivalent de spires de chaque phase est égal à la différence des spires efficaces du stator et du rotor et le flux magnétique a sa valeur maximale:

$$\Phi_m \approx \frac{U_1}{\pi\sqrt{2}\,(w_1 k_{b1} - w_2 k_{b2})\, f}. \tag{29-28}$$

Dans la position de marche à vide les F.M.M. F_1 et F_2, formées par le courant I qui circule dans les enroulements statorique et rotorique, sont de même sens et par conséquent la F.M.M. résultante $\dot{F} = \dot{F}_1 + \dot{F}_2$ (fig. 29-21,*b*). Inversement, dans la position de court-circuit les F.M.M. F_1 et F_2 sont en opposition et par conséquent

$\dot{F} = \dot{F}_1 - \dot{F}_2$ (fig. 29-21,*d*). Dans le premier cas l'axe du flux Φ_m, créé par la F.M.M. résultante F, coïncide avec l'axe de la F.M.M. rotorique F_2, dans le second cas ces axes sont dirigés en sens opposés. Pour cette raison dans les deux cas le couple du moteur $C = 0$, car pour créer un couple sur l'arbre il faut qu'entre l'axe du flux Φ_m et l'axe de la F.M.M. rotorique F_2 existe un certain angle de décalage spatial α.

Pour créer cet angle, décalons les balais depuis la position de marche à vide d'un angle ρ dans un sens quelconque, par exemple, dans le sens de rotation du flux Φ_m (fig. 29-19). Dans ce cas le diagramme vectoriel spatial des F.M.M. du stator et du rotor prend la forme indiquée sur la fig. 29-22. La F.M.M. résultante du moteur est la somme géométrique des F.M.M. F_1 et F_2, c'est-à-dire $\dot{F} = \dot{F}_1 + \dot{F}_2$. La F.M.M. F crée un flux Φ_m décalé par rapport à la F.M.M. F_2 d'un angle α.

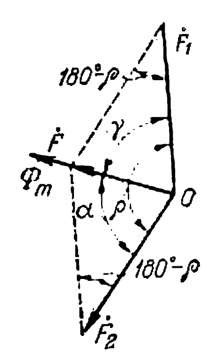


Fig. 29-22. Diagramme des F.M.M. d'un moteur série triphasé.

Le sens de rotation du rotor dépend du sens dans lequel on déplace les balais depuis leur position lors de la marche à vide. D'après la règle générale, l'axe de l'enroulement rotorique tend à coïncider avec l'axe de l'enroulement statorique car le flux qui traverse l'enroulement rotorique atteint alors sa valeur maximale. Il en résulte que lorsqu'on déplace les balais dans le sens opposé à celui de rotation du flux Φ_m le rotor tourne dans le sens de rotation du flux et lorsqu'on déplace les balais dans le sens de rotation du flux le rotor tourne dans le sens inverse de celui de flux. On peut obtenir ainsi le renversement du sens de rotation du moteur. Mais on ne doit pas oublier que lorsque le rotor tourne dans le sens opposé à celui du champ les pertes dans le fer augmentent proportionnellement à la fréquence $f_2 = p\,(n_1 + n)$ et conformément à cette fréquence augmente la F.É.M. de transformation dans les sections court-circuitées par le balai. Pour cette raison le sens normal de rotation du moteur est celui qui coïncide avec le sens du flux, ce qui diminue les pertes dans le fer et améliore la commutation.

29-12. Principales équations d'un moteur triphasé série à collecteur

La tension appliquée aux bornes de l'enroulement statorique primaire est :

$$\dot{U}_1 = \dot{I}\,(z_1 + z_2) - \dot{E}_1 - \dot{E}_2,$$

où z_1 et z_2 désignent les impédances des enroulements statorique et rotorique w_1 et w_2 ; $\dot{E}_1$ et $\dot{E}_2$ représentent les F.É.M. induites dans

ces enroulements par le flux tournant d'induction mutuelle Φ_m des deux enroulements.

Le flux d'induction mutuelle est: .

$$\dot{\Phi}_m = \dot{F}\lambda_m = \frac{4\sqrt{2}}{\pi^2} \cdot \frac{m_1}{2} \cdot \dot{I}_m \cdot \frac{w_1 k_{b1}}{p} \cdot \lambda_m, \tag{29-29}$$

où la perméance de l'entrefer

$$\lambda_m = \mu_0 \frac{\tau l}{\delta} . \tag{29-30}$$

et le courant magnétisant résultant du moteur

$$\dot{I}_m = \frac{m_1 \dot{I} w_1 k_{b1} + m_1 \dot{I} w_2 k_{b2} \varepsilon^{j\rho}}{m_1 w_1 k_{b1}} = \dot{I}(1 + k_{21}\varepsilon^{j\rho}) = \dot{I} + \dot{I}'_2. \tag{29-31}$$

Le courant $\dot{I}_m$ est créé par la somme géométrique des courants rapportés $\dot{I} + \dot{I}'_2$ traversant les enroulements w_1 et w_2 et peut être exprimé à l'échelle du courant de l'enroulement statorique I. Le rapport des nombres efficaces des spires est désigné par

$$k_{21} = \frac{w_2 k_{b2}}{w_1 k_{b1}} .$$

Si les balais sur le collecteur sont décalés dans le sens de rotation d'un angle $+\rho$, la F.M.M.

$$\dot{F}_2 \equiv \dot{I}'_2 = \dot{I} k_{21} \varepsilon^{+j\rho}$$

de l'enroulement w_2 sera en avance sur la F.M.M. $\dot{F}_1 \equiv \dot{I}_1 = \dot{I}$ de l'enroulement w_1 d'un angle ρ. La F.M.M. résultante égale à la somme géométrique des F.M.M. des systèmes statorique et rotorique

$$\dot{F} = \dot{F}_1 + \dot{F}_2$$

peut être exprimée par le produit du courant $\dot{I}$ par le nombre équivalent de spires w:

$$\dot{F} = \dot{F}_1 + \dot{F}_2 = \dot{I} w_1 k_{b1} + \dot{I} w_2 k_{b2} \varepsilon^{+j\rho} = \dot{I}\dot{w}, \tag{29-32}$$

$$\dot{w} = w_1 k_{b1} [(1 + k_{21}\cos\rho) + j k_{21} \sin\rho] \approx$$

$$\approx w_1 k_{b1} \sqrt{1 + 2k_{21}\cos\rho + k_{21}^2} = w_1 k_{b1} k_m,$$

où

$$k_m = \sqrt{1 + 2k_{21}\cos\rho + k_{21}^2}.$$

Le couple moteur est:

$$C = k\Phi_m F_2 \sin\alpha \approx k' F F_2 \sin\alpha.$$

Mais vu que

$$\sin\alpha = \frac{F_1}{F}\sin\rho = \frac{\sin\rho}{k_m} ,$$

on a:

$$C = k'F_2F_1 \sin\rho = k'F_2^2k_{21} \sin\rho = k''I_2^2 \sin\rho = k'''\Phi_m^2 \sin\rho. \quad (29\text{-}33)$$

En désignant la réactance du circuit magnétisant, avec un nombre de spires statorique w_1, par x_m, on obtient l'impédance résultante du circuit du moteur

$$z = z_1 + z_2 + jx_mk_m^2.$$

La machine étant immobile, le courant de démarrage sera:

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}_1}{z} = \frac{\dot{U}_1}{z_1 + z_2 + jx_mk_m^2}$$

et le couple de démarrage

$$C = k''I^2 \sin\rho = \frac{U_1^2k'' \sin\rho}{[z_1 + z_2 + jx_m(1 + 2k_{21}\cos\rho + k_{21}^2)]^2}.$$

Si lors de la variation de l'angle ρ on règle la tension aux bornes $\dot{U}_1$ de façon que le courant de démarrage I reste constant, on obtient le maximum du couple moteur pour $\rho = 90°$. Si on fait varier l'angle ρ avec $\dot{U}_1 = \text{const}$, le courant de démarrage variera et le couple maximal sera obtenu pour $90° < \rho < 180°$. La F.É.M. de l'enroulement statorique, engendrée par le flux d'induction mutuelle, est:

$$\dot{E}_1 = -j\pi\sqrt{2}\,\Phi_m w_1 k_{b1} f_1 = -j\pi\sqrt{2}\,\frac{4\sqrt{2}}{\pi^2}\cdot\frac{m_1}{2} I_m \times$$
$$\times \frac{w_1k_{b1}}{p}\lambda_m w_1 k_{b1} f_1 = -jI_m x_m,$$

où

$$x_m = \frac{4m_1w_1^2k_{b1}^2f_1\lambda_m}{\pi\rho}. \quad (29\text{-}34)$$

De façon analogue, la F.É.M. créée dans l'enroulement rotorique lors de la rotation des balais d'un angle ρ dans le sens de rotation du moteur est:

$$\dot{E}_{2g} = \dot{E}_2\frac{w_2k_{b2}}{w_1k_{b1}}g\varepsilon^{-j\rho} = -j\dot{I}_m x_m k_{12} g\varepsilon^{-j\rho},$$

où le glissement g tient compte de la vitesse de rotation relative de l'enroulement w_2 par rapport au flux d'induction mutuelle Φ_m. L'équation de la F.É.M. prend alors la forme suivante:

$$\dot{U}_1 = \dot{I}(z_1 + z_2) - \dot{E}_1 - \dot{E}_{2g} = \dot{I}(z_1 + z_2) + j\dot{I}_m x_m(1 + k_{21}g\varepsilon^{-j\rho}) =$$
$$= \dot{I}(z_1 + z_2) + j\dot{I}x_m(1 + k_{21}\varepsilon^{+j\rho})(1 + k_{21}g\varepsilon^{-j\rho}), \quad (29\text{-}35)$$

d'où

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}_1}{z_1 + z_2 + jx_m\,(1 + k_{21}\varepsilon^{+j\rho})\,(1 + k_{21}g\varepsilon^{-j\rho})} \approx$$

$$\approx \frac{\dot{U}_1}{(r_1 + r_2) + j\,[(x_1 + x_2 g) + x_m \sqrt{(1 + 2k_{21}\cos\rho + k_{21}^2)\,(1 + 2k_{21}\cos\rho + k_{21}^2 g^2)}} =$$

$$= \frac{\dot{U}_1}{(r_1 + r_2) + j\,[(x_1 + x_2 g) + x_m k_m k_{mg}]}, \qquad (29\text{-}36)$$

où x_2 représente la réactance de l'enroulement rotorique pour le glissement $g = 1$ et

$$k_{mg} = \sqrt{1 + 2k_{21}\cos\rho g + k_{21}^2 g^2}.$$

Le couple moteur, lorsque la machine fonctionne avec un glissement g, est:

$$C = k'' I^2 \sin\rho = \frac{U_1^2 k'' \sin\rho}{(z_1 + z_2 + jx_m k_m k_{mg})^2}. \qquad (29\text{-}37)$$

Lorsqu'on néglige les réactances de dispersion des enroulements statorique et rotorique ainsi que leurs résistances par comparaison avec la réactance d'induction mutuelle du circuit magnétisant on a:

$$C = k'' I^2 \sin\rho \approx \frac{U_1^2 k'' \sin\rho}{x_m^2 k_m^2 k_{mg}^2}. \qquad (29\text{-}38)$$

Dans ce cas, on obtient pour l'équation de la F.É.M. l'expression simplifiée suivante:

$$\dot{U}_1 \approx -\dot{E}_1 - \dot{E}_2 g = -\dot{E}_1\,(1 + k_{21}\varepsilon^{-j\rho}g) =$$

$$= (\pi\sqrt{2}\,w_1 k_{b1})\,\dot{\Phi}_m\,[(1 + k_{21}\varepsilon^{-j\rho}g) - jk_{21}\sin\rho g] \approx$$

$$\approx (\pi\sqrt{2}\,w_1 k_{b1})\,\dot{\Phi}_m \sqrt{1 + 2k_{21}\cos\rho g + k_{21}^2 g^2}.$$

En tenant compte du fait que

$$\Phi_m^2 \equiv I^2 \equiv \frac{C}{k''\sin\rho}$$

et que

$$1 + 2k_{21}\cos\rho g + k_{21}^2 g^2 = \frac{U_1^2 k'' \sin\rho}{(\pi\sqrt{2}\,w_1 k_{b1} f_1) C} = \frac{U_1^2 \sin\rho}{kC},$$

on trouve de l'équation du second degré par rapport à la variable g que

$$\frac{n_2}{n_1} = (1 - g) = \left(1 - \frac{\cos\rho}{k_{21}}\right) \pm \sqrt{\frac{U_1^2\sin\rho}{kC} - \frac{\sin^2\rho}{k_{21}}}, \qquad (29\text{-}39)$$

où

$$k = \frac{k''}{\pi\sqrt{2}\,w_2 k_b f_1}.$$

Pour assurer un fonctionnement stable du moteur on choisit devant la racine le signe « + », ce qui correspond à l'angle de rotation des balais $90 < \rho < 180°$. Pour trouver le glissement g_m pour lequel le couple moteur atteint son maximum il faut prendre la dérivée dC/dg de l'expression (29-39) et l'égaler à zéro:

$$\frac{dC}{dg}\cdot\frac{k}{\sin\rho}=\frac{U_1^2\cdot 2\cdot\left(\cos\rho+\frac{g}{k_{21}}\right)}{(1+2k_{21}\cos\rho g+k_{21}^2g^2)^2}=0,$$

d'où $\cos\rho+\frac{g_m}{k_{21}}=0$ et par conséquent

$$g_m=-\frac{\cos\rho}{k_{21}}.$$

Le couple moteur C pour $g = g_m$ atteint sa valeur maximale et pour $g > g_m$ commence à diminuer. Il résulte de l'équation (29-39) que pour $C = 0$ on aura $n_2 = \infty$ et lorsque C augmente la vitesse de rotation du moteur commence à diminuer notablement suivant une courbe hyperbolique. Par conséquent, lors de l'accroissement du couple le moteur triphasé série a une caractéristique de vitesse analogue à celle d'un moteur série à courant continu.

29-13. Diagrammes de cercle de courant et de tension

En partant de l'expression (29-36) l'équation générale du courant d'un moteur triphasé série à collecteur peut s'écrire sous la forme suivante:

$$\dot{I}=\dot{U}_1\cdot\frac{1}{\dot{C}+\dot{D}g}, \qquad (29\text{-}40)$$

où

$$\dot{C}=(r_1+r_2)+j\,[x_1+x_m(1+k_{21}\cos\rho)]$$

et

$$\dot{D}=x_2+jx_mk_{21}(\cos\rho+k_{21}).$$

D'après la règle générale des lieux géométriques (§ 21-1) le courant $\dot{I}$, lorsque le paramètre numérique de g varie dans les limites de $\pm\infty$ et l'angle ρ est constant, décrira un cercle passant par l'origine des coordonnées lorsque le glissement $g = \pm\infty$. Pour construire le cercle de courant on peut utiliser les trois points du cercle; les courants pour les glissements:

$g=0$

$$\dot{I}=\dot{U}_1\cdot\frac{1}{\dot{C}};$$

$g = 1{,}0$

$$\dot{I} = \dot{U}_1 \frac{1}{\dot{C} + \dot{D}};$$

$g = \pm\infty$

$$\dot{I} = 0.$$

Lorsque l'angle de rotation ρ des balais varie, le diamètre du cercle de courant varie et pour les différentes valeurs constantes de l'angle on obtient une famille de cercles passant par l'origine des coordonnées. La fig. 29-23 représente une famille de 4 cercles pour les

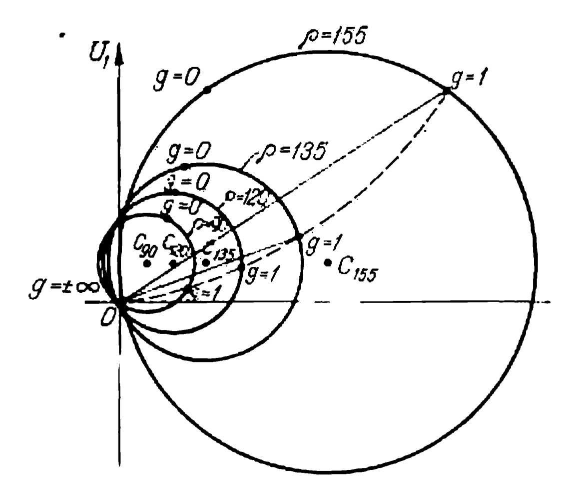


Fig. 29-23. Diagrammes de cercle d'un moteur à collecteur série pour différentes valeurs de l'angle ρ.

valeurs de l'angle ρ=155°, 135°, 120° et 90°. Il résulte de l'expression (29-35) pour l'égalité approchée des tensions

$$\dot{U}_1 = -\dot{E}_1 - \dot{E}_2 g \varepsilon^{-j\rho}$$

que lors de la variation du glissement g avec $\dot{U}_1$ = const les F.É.M. $\dot{E}_1$ et $\dot{E}_2 g$ varient en valeur et en phase. Vu que pour ρ = const l'angle de décalage des F.É.M. $\dot{E}_1$ et $\dot{E}_2 g$ et leur somme géométrique restent constants, lors de la variation du glissement g les fins des vecteurs des F.É.M. $\dot{E}_1$ et $\dot{E}_2 g$ se déplacent sur la circonférence en conservant l'angle donné 180° — ρ (fig. 29-24). La fig. 29-24 représente les diagrammes vectoriels des F.É.M. $\dot{E}_1$ et $\dot{E}_2 g$ pour le cas $w_1 k_{b1} = w_2 k_{b2}$ avec des glissements:

$$g = 1{,}0, \quad 0 < g < 1 \quad \text{et} \quad g = -1{,}0.$$

29-14. Schémas de branchement d'un moteur à collecteur série triphasé, ses caractéristiques et domaines d'utilisation

a) Schémas de branchement. Un moteur série, vu les conditions de commutation, n'admet pas en fonctionnement une tension dépassant 30 ou 40 V par phase entre les balais du collecteur et pour cette raison il est habituellement employé avec le transformateur *Tr* qui abaisse la tension au rotor. Un moteur série peut être exécuté avec un transformateur de passage ou un transformateur intermédiaire. Le premier schéma (fig. 29-25,*a* et *b*) est utilisé lorsque le moteur est alimenté sous une tension supérieure à 500 V. Le second schéma (fig. 29-25,*c* et *d*) est utilisé pour une tension comprise entre 500 et 110 V. Un transformateur de passage doit être calculé pour la puissance apparente du moteur tandis qu'un transformateur intermédiaire doit être prévu seulement pour la partie de la puissance qui est fournie au rotor ou lui est prise électriquement. Vu que la puissance du rotor dépend de la limite de réglage de la vitesse par rapport à la vitesse de synchronisme, les dimensions du transformateur intermédiaire sont d'autant plus petites que la limite de réglage est plus petite.

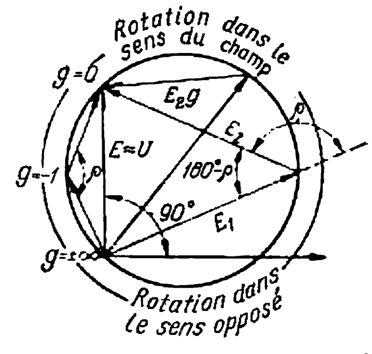


Fig. 29-24. Diagramme vectoriel de tensions pour différentes valeurs de glissement lorsque ρ = const.

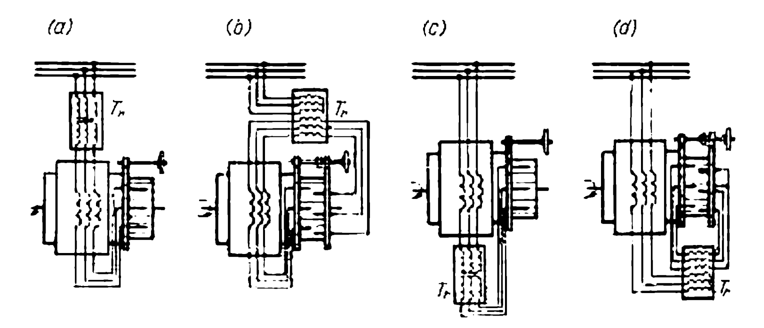


Fig. 29-25. Schéma de branchement d'un moteur à collecteur série triphasé.

b) Moteur triphasé série à collecteur à double jeu de balais. Pour obtenir le couple moteur maximal pour les valeurs données du courant *I* et du flux Φ_m et pour obtenir la stabilité maximale du

moteur, il faut que la F.M.M. résultante F forme un angle droit $\alpha = 90°$ avec la F.M.M. du rotor, ce qui est obtenu pour $\sin \alpha = 1{,}0$.

Cette condition peut être assurée automatiquement dans un moteur à double jeu de balais. Un tel moteur comporte un système de balais fixes $a_1 - b_1 - c_1$ et un système de balais mobiles $a_2 -$ $- b_2 - c_2$ (fig. 29-26).

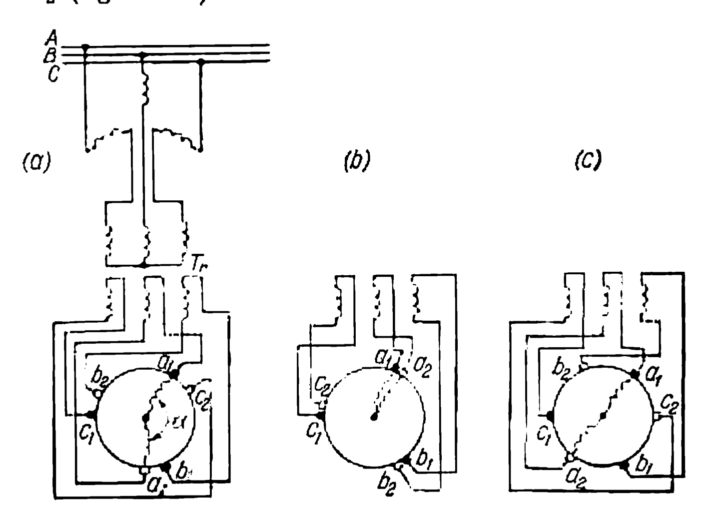


Fig. 29-26. Moteur à collecteur série triphasé à double jeu de balais.

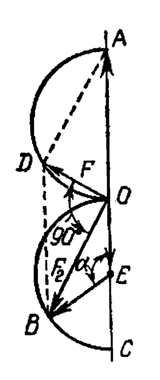


Fig. 29-27. Diagramme des F.M.M. d'un moteur à collecteur série triphasé à double jeu de balais

Chaque paire de balais appartenant à une phase comprend un balai fixe et un balai mobile connectés aux bouts d'une phase du circuit secondaire du transformateur intermédiaire Tr.

L'enroulement primaire du transformateur est connecté d'un côté aux extrémités de l'enroulement statorique et de l'autre côté il est couplé en étoile. Avec un tel schéma au transformateur n'est connectée que la partie de l'enroulement rotorique comprise entre les balais fixe et mobile. Dans la position de marche à vide l'enroulement rotorique est complètement déconnecté (fig. 29-26,*b*) et lors d'un court-circuit tout l'enroulement rotorique est branché (fig. 29-26,*c*). Lorsque l'angle de rotation des balais varie la valeur de la portion branchée de l'enroulement rotorique varie ainsi que l'angle entre les axes des enroulements rotorique et statorique.

La fig. 29-27 représente le diagramme des F.M.M. d'un moteur à double jeu de balais et à nombres de spires égaux $\overline{AO} = \overline{OC}$.

En marche à vide les deux systèmes coïncident et aucune tension n'est appliquée à l'enroulement secondaire du transformateur. Si on tourne les balais mobiles de l'angle α, la F.M.M. des balais fixes $\overline{OE}$ conserve sa position et la F.M.M. des balais mobiles passe dans la position $\overline{BE}$ de façon que la F.M.M. résultante du rotor sera représentée en grandeur et en direction par le vecteur $\overline{OB}$ et la F.M.M. résultante du moteur $\overline{OD}$ est égale à la somme géométrique de la F.M.M. du stator $\overline{OA}$ et de la F.M.M. du rotor $\overline{OB}$. Lors de la construction du parallélogramme des F.M.M. le tronçon $\overline{OB}$ est égal et parallèle au tronçon $\overline{AD}$, ce dernier se trouvant sur le cercle ODA. Pour cette raison les angles ODA et BOD sont droits. Vu que pour une valeur quelconque de la position angulaire des balais l'angle entre la F.M.M. résultante F et la F.M.M. du rotor $\dot{F}_2$ ($\angle DOB$) reste droit, le moteur fonctionne toujours de façon stable dans des conditions optimales de la formation du couple.

c) **Caractéristiques d'un moteur triphasé série à collecteur et domaines d'utilisation.** Lors du démarrage du moteur ($g = 1{,}0$) son courant de démarrage I est déterminé par l'expression (29-36) et le couple de démarrage C est donné par l'expression (29-37).

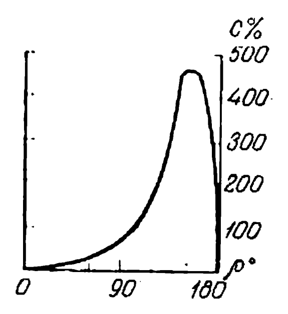


Fig. 29-28. Courbe de variation du couple de démarrage en fonction de l'angle ρ.

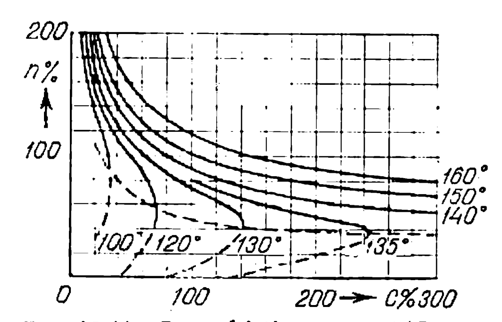


Fig. 29-29. Caractéristique $n = f(C)$ pour différentes valeurs de ρ d'un moteur à collecteur série triphasé à un jeu de balais.

La fig. 29-28 représente les caractéristiques de démarrage d'un moteur à transformateur intermédiaire.

La fig. 29-29 représente les caractéristiques mécaniques $n = f(C)$ pour les différentes positions angulaires des balais sur le collecteur comprises entre $\rho = 160°$ et $\rho = 180°$ d'un moteur à un jeu de balais, et la fig. 29-30 représente les caractéristiques d'un moteur à double jeu de balais pour la variation de l'angle depuis $\alpha = 140°$ jusqu'à $\alpha = 50°$. On voit d'après les courbes de la fig. 29-29 que lorsque l'angle ρ varie de 100° à 135° les caractéristiques méca-

niques ont une limite de stabilité qui augmente avec l'angle ρ et lorsque l'angle ρ varie entre 140° et 160° on obtient les conditions correspondant au fonctionnement stable du moteur.

On voit d'après les caractéristiques mécaniques (fig. 29-30) que pour un moteur à double jeu de balais les conditions de fonctionnement stable sont assurées pour toutes les valeurs de la position angulaire des balais sur le collecteur car dans ce cas on peut obtenir pour tous les angles les conditions pour lesquelles sin $\alpha = 1$.

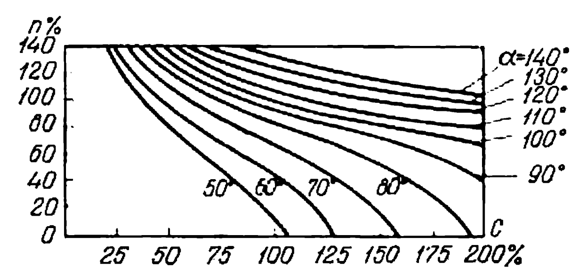


Fig. 29-30. Caractéristique $n = f(C)$ pour différentes valeurs de α d'un moteur à collecteur série triphasé à double jeu de balais.

La fig. 29-31 donne les caractéristiques de freinage d'un moteur en fonction du couple sur l'arbre (n, cos φ, rendement η, I) pour l'angle $\rho = 160°$.

Le moteur série est utilisé pour les dispositifs de commande dans lesquels à chaque vitesse correspond une valeur déterminée du

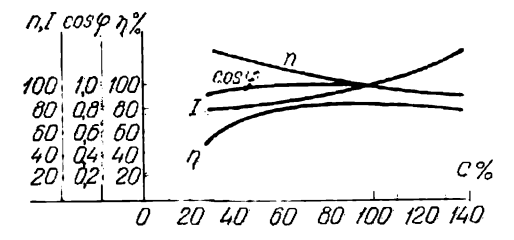


Fig. 29-31. Caractéristiques de freinage en fonction du couple sur l'arbre.

couple sur l'arbre. Indiquons parmi ces types de machines les pompes et les ventilateurs centrifuges, les compresseurs, les installations de levage, les machines d'imprimerie, etc. Pour une vitesse variable et un couple constant sur l'arbre le réglage de la vitesse est possible dans le rapport 1 : 2,5 et pour ces moteurs on peut obtenir une vitesse de 20 à 30 % supérieure à celle de synchronisme et de 50 % inférieure à celle de synchronisme. La limite inférieure est fixée par les conditions de ventilation du moteur et la limite supérieure est fixée par les conditions de commutation. Lors de l'entraînement des

machines dont le couple sur l'arbre varie proportionnellement au carré de la vitesse (ventilateurs, pompes centrifuges, etc.) on peut assurer le réglage de la vitesse dans le rapport 1 : 4 et dans ce cas l'accroissement de la vitesse au-dessus de celle de synchronisme ne doit pas dépasser 20 à 30 %. La vitesse au-dessous de celle de synchronisme peut être très petite, par exemple 5 % de celle de synchronisme, car pour la faible puissance développée dans ce cas par le moteur ses pertes à faible vitesse sont petites et une ventilation faible ne présente pas de difficultés. Dans les cas où le moteur série doit fonctionner à couple variable sur l'arbre et à vitesse constante pour le régime donné, l'utilisation du moteur série présente certaines difficultés, car pour chaque valeur du couple il faut assurer une autre position angulaire des balais sur le collecteur. Pour cette raison dans ces cas on préfère utiliser les moteurs à caractéristique de vitesse schunt.

Les moteurs triphasés à excitation série peuvent être fabriqués pour des puissances relativement grandes, de quelques centaines de kW.

Chapitre XXX

MOTEURS TRIPHASÉS COMPENSÉS ET COMPENSATEURS DE PHASE

30-1. Généralités

Lorsque le problème d'amélioration du cos φ dans les réseaux électriques est venu à l'ordre du jour (1914-1918), les constructeurs ont essayé d'améliorer le cos φ d'un moteur asynchrone en utilisant à cette fin: a) des moteurs asynchrones compensés ou synchronisés, b) des compensateurs de phase. Le réglage du cos φ est assuré par l'introduction dans le circuit secondaire du moteur d'une F.É.M. complémentaire (§ 29-4,b). On utilise à cette fin les propriétés des machines à collecteur et si la puissance du moteur est petite on incorpore la machine à collecteur à la machine principale pour former un ensemble; pour les grandes puissances il est plus rationnel de séparer la machine à collecteur en l'utilisant comme un compensateur de phase.

L'exploitation des moteurs à collecteur incorporé n'a pas justifié les espoirs des constructeurs. Pour cette raison nous nous limiterons à décrire le moteur asynchrone compensé alimenté du côté du rotor en omettant la question des moteurs synchronisés.

Les compensateurs de phase jouent un rôle important. Les moteurs asynchrones lents de grande puissance ont normalement un cos φ = = 0,6 et même plus petit. Dans ce cas, le compensateur de phase peut donner un effet considérable. En outre, le compensateur agit de façon favorable sur d'autres caractéristiques du moteur asynchrone, en particulier dans certaines conditions il améliore le rendement du moteur et sa capacité de surcharge.

S'il faut améliorer le cos φ seulement en charge, on utilise des compensateurs *à auto-excitation* la plus simple. Mais lorsqu'il faut améliorer le facteur de puissance en charge et à vide, on utilise des compensateurs *à excitation indépendante* par la tension du réseau qui alimente le moteur asynchrone.

Dans certains cas, par exemple lors de l'utilisation d'un moteur asynchrone avec volant, le compensateur de phase doit non seulement améliorer le cos φ du moteur mais aussi agir sur sa caractéristique de vitesse de façon que le glissement augmente avec l'accroissement de la charge. Dans ces cas, les installations à compensateurs de phase portent un caractère spécial.

30-2. Moteur asynchrone compensé alimenté du côté rotor

Le schéma de principe du moteur est représenté sur la fig. 30-1, où R est l'enroulement triphasé rotorique qui est le circuit primaire du moteur asynchrone; K est l'enroulement complémentaire avec collecteur placé dans les mêmes encoches que l'enroulement R et destiné à créer la F.É.M. complémentaire E_c ; S est l'enroulement triphasé du stator dont les trois extrémités sont connectées aux balais a — b — c sur le collecteur et les trois autres, au rhéostat de démarrage RD. L'enroulement statorique peut être couplé en triangle mais il n'y a pas de grande différence entre les deux schémas.

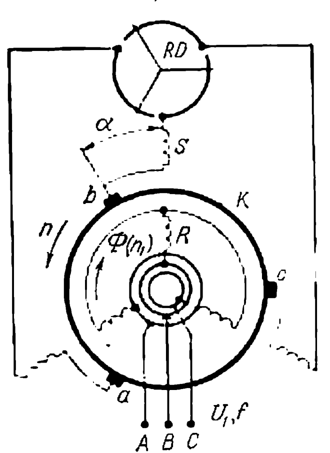


Fig. 30-1. Schéma d'un moteur asynchrone triphasé compensé alimenté du côté rotor.

Supposons que U_1 = const et f = const. Dans ce cas, le flux $\Phi_m \approx$ const et tourne par rapport au rotor à vitesse constante $n_1 = \frac{f}{p}$ dans le sens prescrit, par exemple dans le sens horaire. Le couple qui prend naissance sur l'arbre du moteur entraîne le rotor dans le sens opposé, c'est-à-dire dans le sens antihoraire, à la vitesse n (moteur asynchrone dit transformé). Par conséquent, le flux tourne dans l'espace et donc aussi par rapport aux balais immobiles a — b — c et par rapport au stator à la vitesse $n_1 - n$. Dans le circuit secondaire du moteur apparaissent donc deux F.É.M. : la F.É.M. principale E_{2g} créée par le champ tournant et la F.É.M. complémentaire E_c créée par l'enroulement K et ayant la même fréquence de glissement que la F.É.M. E_{2g}.

Il résulte de ce que nous avons dit précédemment (chap. XXIX, fig. 29-3,*a*) que pour compenser le cos φ la F.É.M. E_c doit avoir une composante en avance de phase par rapport à la F.É.M. E_{2g}. A cette fin on déplace les balais a — b — c de leur position principale (suivant la ligne axiale de l'enroulement statorique) d'un angle α dans le sens opposé à celui du flux (fig. 30-1) de façon que le flux Φ_m arrive d'abord sur l'axe de l'enroulement K et ensuite sur l'enroulement S. Mais, comme le montre la fig. 29-4, simultanément avec la composante $E_c \sin\alpha$ qui est en avance apparaît la composante $\pm E_c \cos\alpha$ qui influe sur la vitesse de rotation du moteur. Nous admettrons que cette dernière est dirigée dans le même sens que la F.É.M. principale E_{2g} et que le moteur marche à vide. Pour $\alpha = 0°$ on a $g_{0c} = -\frac{E_c}{E_2}$ (formule (29-18)), c'est-à-dire que le moteur tourne avec un certain glissement négatif ($n > n_1$) et a un très

faible cos φ (fig. 30-2). Lors du décalage des balais d'un angle α dans le sens opposé à celui du flux le glissement $g_{0c} = -\frac{E_c \cos\alpha}{E_2}$, c'est-à-dire qu'il varie en fonction de l'angle α suivant une courbe cosinusoïdale (voir le même dessin). En même temps le cos φ varie également mais on observe ici une différence très accusée entre les deux moitiés de la courbe cos φ = $f(\alpha)$. Dans les limites comprises entre $\alpha = 0°$ et $\alpha = 180°$ la valeur du cos φ varie suivant une courbe proche d'une sinusoïde, tandis que dans les limites comprises entre $\alpha = 180°$ et $\alpha = 360°$ le cos φ reste pratiquement constant, sa valeur étant très petite. Cette différence s'explique par le fait que pour

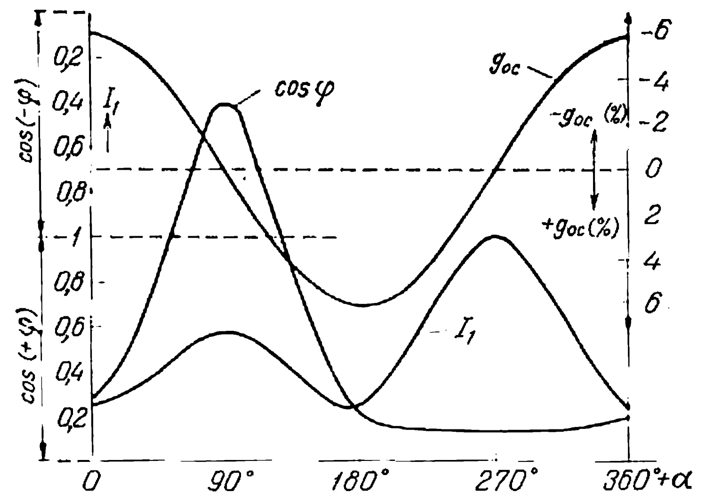


Fig. 30-2. Courbes du cos φ et $g = f(\alpha)$ lors de la marche à vide et pour $U_1 =$ = const, f = const.

$\alpha > 180°$ on a une compensation négative du cos φ conformément à la fig. 29-3,*b*. Il résulte de la courbe de la fig. 30-2 que dans les moteurs compensés il est rationnel de déplacer les balais seulement entre les limites $\alpha = 0°$ et $\alpha = 90°$.

Les variations du courant I_1 sur la fig. 30-2 correspondent d'abord à la composante capacitive du courant secondaire et ensuite à la composante inductive.

Dans le moteur en fonctionnement les balais sont généralement décalés d'un angle α pour lequel le cos φ ≈ 1 lors de la marche à vide et lors de la marche en charge. La fig. 30-3 donne les caractéristiques du moteur dont les balais sont mis dans une position correspondant à une faible surcompensation et à une vitesse dépassant celle de synchronisme lors de la marche à vide. Nous voyons que le cos φ reste pratiquement égal à l'unité lorsque la charge passe de zéro à la valeur nominale et le glissement varie depuis une certaine

valeur négative jusqu'à une petite valeur positive en passant par la valeur $g = 0$.

Vu que le glissement d'un moteur compensé diffère peu du glissement d'un moteur asynchrone normal et est généralement égal à 2-4 %, pour assurer la compensation il faut disposer d'une faible F.É.M. E_c qui pour une faible impédance z_2 du circuit secondaire fournit la composante magnétisante nécessaire du courant secondaire I_2. Pour cette raison le nombre de spires de l'enroulement complémentaire est très petit en comparaison avec le nombre de

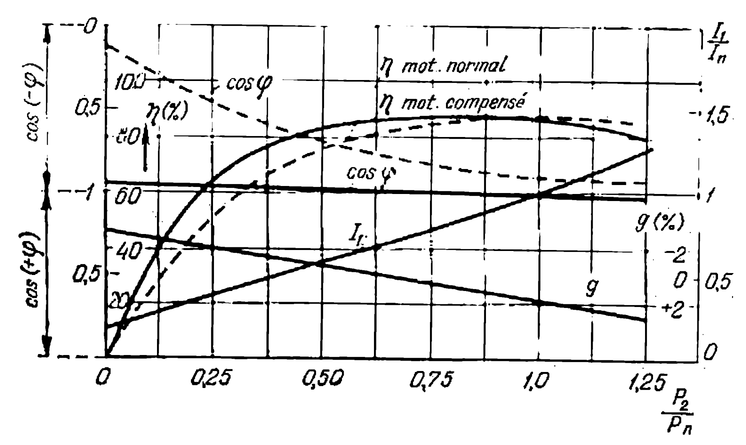


Fig. 30-3. Caractéristiques d'un moteur asynchrone compensé.

spires w_2 de l'enroulement secondaire S. Le rapport de ces spires est déterminé par le rapport des F.É.M. E_c et E_2. Le rendement du moteur compensé pour des charges moyennes est même un peu plus élevé que celui d'un moteur asynchrone à bagues par suite de la diminution des pertes dans le cuivre des enroulements primaire et secondaire. A la charge nominale le rendement d'un moteur compensé est approximativement égal à celui d'une machine asynchrone normale et lors des surcharges il est un peu inférieur (ligne discontinue sur la fig. 30-3).

Si l'on mettait les balais dans la position de surcompensation maximale lors de la marche à vide, le cos φ varierait suivant la courbe indiquée sur la fig. 30-3 par une ligne discontinue.

30-3. Compensateur de phase à excitation rotorique. Fonctionnement d'une machine asynchrone avec compensateur

Le compensateur de phase proposé par Leblanc (1895) comprenait un rotor, exécuté comme un induit d'une machine à courant continu et doté d'un collecteur, et un stator en tôles d'acier jouant seule-

ment le rôle de circuit magnétique pour le flux Φ_c du compensateur. Sur le collecteur sont montés trois balais décalés l'un par rapport à l'autre de 120°. Le schéma de principe de ce compensateur est indiqué sur la fig. 30-4,*a*. Ce schéma correspond à un système bipolaire à nombre de phases $m = 3$.

A l'heure actuelle le compensateur est fabriqué sous forme d'un rotor à encoches fermées de sorte que son flux Φ_c se ferme au-dessus de ces encoches. Une tôle d'acier emboutie du rotor de ce compensateur est représentée sur la fig. 30-4,*b*.

On connecte le compensateur au circuit secondaire d'un moteur asynchrone afin de diminuer la puissance du compensateur. En

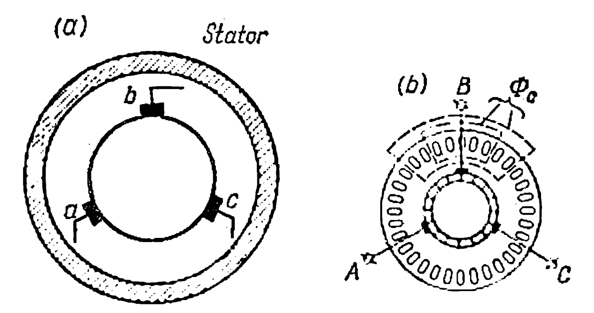


Fig. 30-4. Compensateur de phase à excitation rotorique.

effet, si on connectait le compensateur au stator du moteur, la puissance du compensateur, exprimée en voltampères, serait $mU_1I_1 \sin\varphi \approx mE_1I_1 \sin\varphi$. Lorsqu'on insère le compensateur dans le circuit rotorique la puissance du compensateur est seulement:

$$mU_2'I_2' \sin\varphi \approx mgE_1I_1 \sin\varphi,$$

c'est-à-dire que comparée au premier cas elle diminue vu la valeur du glissement g. Généralement le compensateur est actionné par un moteur asynchrone auxiliaire M_{aux} (fig. 30-5). Au cas où le moteur asynchrone principal est rapide et sa vitesse dépasse 750 tr/mn, le compensateur peut être réuni avec lui mécaniquement. La fig. 30-5 donne le schéma de principe d'une machine asynchrone avec compensateur de phase. Examinons le principe de fonctionnement et les propriétés de ce système que nous appellerons cascade pour simplifier les choses.

Supposons que le moteur asynchrone *MA* marche avec un certain glissement g et les bagues de son rotor sont connectées aux balais du compensateur de phase immobile *CPh*. Le courant I_2 crée dans le compensateur un flux Φ_c qui tourne par rapport aux balais montés sur le collecteur du compensateur de phase à la vitesse $n_{1c} = f_2 : p_c$, où f_2 est la fréquence du courant secondaire du rotor du moteur et p_c est le nombre de paires de pôles du compensateur. Dans le

compensateur prend naissance une F.É.M. $E_c = \pi\sqrt{2} f_2 w_c k_{bc} \dot{\Phi}_c$ en retard sur le flux Φ_c et sur le courant I_2 de 90° (fig. 30-6). L'action de cette F.É.M. sur le circuit du moteur *MA* est équivalente à l'action de la F.É.M. d'auto-induction d'une bobine de réactance.

Si on fait tourner le rotor du compensateur dans le sens du flux Φ_c à la vitesse $n_c < n_{1c}$, le flux Φ_c continue à tourner par rapport aux balais à la vitesse n_{1c}. Par conséquent, la F.É.M. $\dot{E}_c = \pi\sqrt{2}\,(f_2 - f_c)\, w_c k_{bc} \Phi_c$, où $f_c = p_c n_c$ est la fréquence qui correspond à la vitesse de rotation du compensateur n_c.

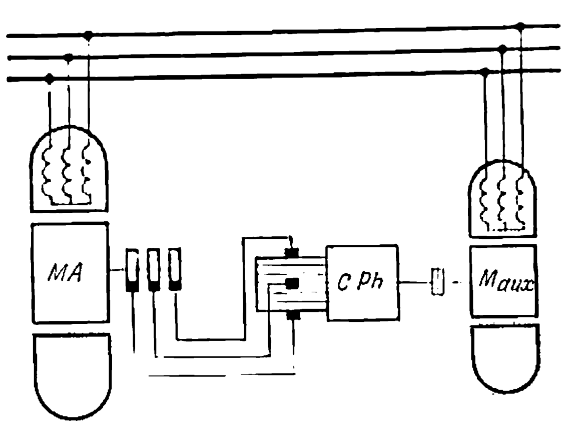


Fig. 30-5. Moteur asynchrone avec compensateur de phase.

Nous voyons que la F.É.M. E_c diminue tout en retardant toujours de 90° sur le courant I_2. Si on amène la vitesse du compensateur à la vitesse du flux Φ_c, on a $f_c = f_2$ et E_c est nulle. Lorsque le flux du compensateur tourne dans le même sens mais à la vitesse $n_c > n_{1c}$, la F.É.M. E_c change de signe et est en avance de 90° sur le vecteur du courant $\dot{I}_2$. Généralement pour une charge normale le glissement du moteur est faible (2 à 3 %), tg $\psi_2 = x_{2g} : r_2$ est petit et le courant I_2 retarde sur la F.É.M. du circuit secondaire du système d'un petit angle ψ_2. Pour cette raison, si le compensateur tourne à la vitesse $n_c > n_{1c}$ et la F.É.M. E_c est suffisamment grande, le vecte du courant $\dot{I}_2$ est en avance par rapport au vecteur de la F.É.M. $\dot{E}_{2g}$.

Le diagramme correspondant à ce cas est représenté sur la fig. 30-7, où $\overline{OA} = \dot{E}_{2g}$ est le vecteur de la F.É.M. principale du circuit secondaire du moteur asynchrone; $\overline{AB} = \dot{E}_c$ est le vecteur de la F.É.M. complémentaire créée par le compensateur; $\overline{OB} = \sum \dot{E}_2 = \dot{E}_{2g} + \dot{E}_c$; $\overline{BD} = -j\dot{I}_2 x_{2g}$ est le vecteur de la F.É.M, de dispersion du circuit secondaire; $\overline{DO} = -\dot{I}_2 r_2$ est le vecteur de la F.É.M. de la résistance, qui est en opposition de phase par

rapport au vecteur du courant $\dot{I}_2$, donc du flux Φ_c du compensateur ; ψ_2 est l'angle de déphasage des vecteurs de la F.É.M. $\sum \dot{E}_2$ et du courant $\dot{I}_2$. Il résulte de la condition d'équilibre des F.É.M. que

$$\dot{E}_{2g} + \dot{E}_c - \dot{I}_2 Z_2 = 0,$$

où $Z_2 = r_2 + jx_{2g}$.

La F.É.M. E_c a deux composantes: la composante de vitesse $\overline{AC} = \dot{E}_c \cos \alpha$ qui tend dans ce cas à réduire la vitesse de rotation du moteur et la composante de compensation $\overline{CB} = \dot{E}_c \sin \alpha$ qui contribue à améliorer le cos φ du groupe en cascade.

Sur la fig. 30-8 sont présentées les courbes de variation du cos φ

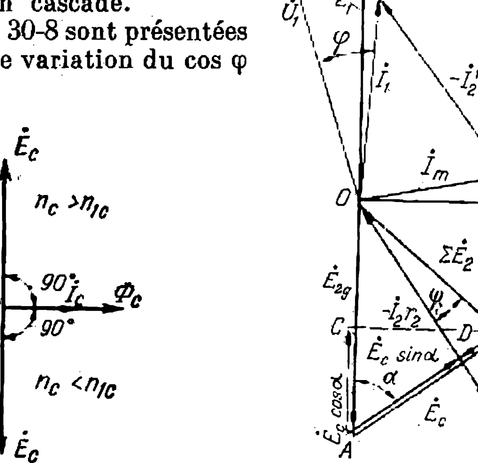


Fig. 30-6. La F.É.M. E_c pour $n_c < n_{1c}$ et $n_c > n_{1c}$.

Fig. 30-7. Diagramme vectoriel d'un moteur asynchrone avec compensateur pour $n_c > n_{1c}$.

et du glissement lorsque le moteur asynchrone fonctionne avec le compensateur (courbes *1* et *3*) et sans ce dernier (courbes *2* et *4*). On voit d'après la courbe *1* que lorsque la charge est de l'ordre de 30 % de la charge nominale, le moteur à compensateur a un cos φ bien amélioré et lorsque la charge est de 60 % de la charge nominale ou supérieure il marche avec un cos φ = 1. Mais en marche à vide ainsi que pour des faibles charges du groupe en cascade le compensateur ne peut pas améliorer le cos φ car pour $g \approx 0$ le courant du circuit secondaire est aussi nul. C'est le défaut le plus important du compensateur.

Afin d'accroître la compensation du cos φ pour des faibles courants I_2 et d'éviter la surcompensation pour des courants I_2

proches du courant nominal le compensateur est réalisé avec un circuit magnétique très saturé. Dans ce cas, la croissance rapide de la courbe de la F.É.M. du compensateur pour des faibles courants I_2, tant que le fer du compensateur n'est pas encore saturé, satisfait

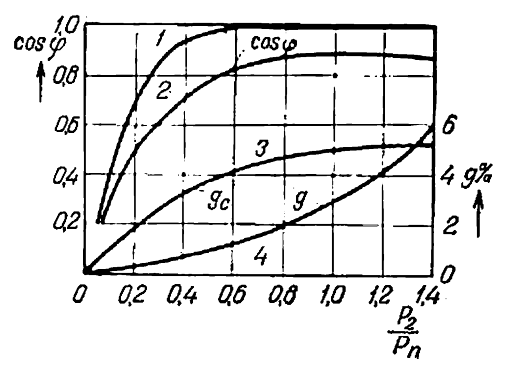


Fig. 30-8. Courbes du cos φ et $g = f(P_2)$ d'un moteur asynchrone avec compensateur et sans ce dernier.

à la première exigence; au contraire, lors de l'accroissement du courant I_2 le fer est saturé et la courbe de la F.É.M. s'incline fortement; il en résulte que l'accroissement de la F.É.M., comparé à l'accroissement du courant I_2, devient de plus en plus lent et ainsi la seconde exigence est satisfaite. De plus, une forte saturation du compensateur améliore la commutation car la saturation, entraînant l'aplatissement de la courbe du flux, diminue l'induction dans la zone de commutation.

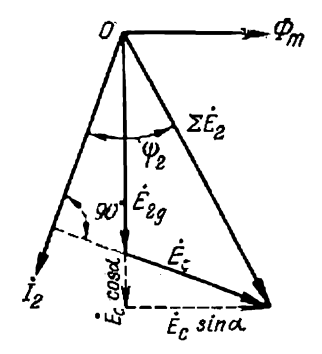


Fig. 30-9. Diagramme d'un moteur asynchrone avec compensateur lors d'une surcharge.

Les courbes $g = f(P_2)$ sur la fig. 30-8 montrent que le compensateur, en améliorant le cos φ du moteur, change la caractéristique de glissement de ce dernier. Selon la fig. 30-7, pour des charges ne dépassant pas la charge nominale, la composante $E_c \cos \alpha$ entraîne l'accroissement du glissement car elle est opposée à la F.É.M. $\dot{E}_{2g}$. Mais si le moteur marche avec surcharge et un grand glissement g le vecteur de courant $\dot{I}_2$ retarde sur la F.É.M. résultante $\sum \dot{E}_2$ d'un angle relativement grand $\psi_2 = \operatorname{arctg} \frac{x_{2g}}{r_2}$ et le diagramme vectoriel prend la forme représentée sur la fig. 30-9 (seule la partie inférieure du diagramme est représentée). Dans ce cas, la composante $E_c \cos \alpha$ contribue à diminuer le glissement g car elle agit dans le même sens que E_{2g}.

Le rendement d'un moteur asynchrone, doté d'un compensateur de phase, pour certaines charges peut être même supérieur à celui d'un moteur asynchrone fonctionnant sans compensateur grâce à l'accroissement du cos φ et à la diminution du courant I_1. La puissance absorbée par le moteur auxiliaire n'est pas grande comparée à la puissance totale du groupe. Vu que le compensateur fournit au circuit secondaire du moteur une puissance purement réactive $(\widehat{E_c I_2}) = 90°$, la puissance active nécessaire pour actionner le compensateur est déterminée seulement par les pertes mécaniques dans ce dernier.

30-4. Différents modèles de compensateurs à excitation rotorique

a) Compensateur de phase à enroulement statorique en court-circuit. Cet enroulement joue le rôle d'un enroulement secondaire d'un transformateur court-circuité. Dans ce cas (fig. 30-10) $\dot{F}_c = \dot{F}_{cr} + F_{cg}$, où F_c est la F.M.M. résultante du compensateur qui

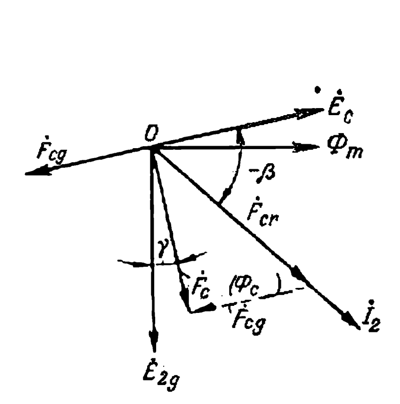


Fig. 30-10. Diagramme d'un compensateur de phase avec enroulement en court-circuit sur le stator.

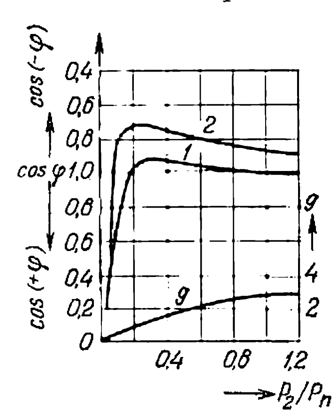


Fig. 30-11. Courbes du cos φ et $g = f(P_2)$ d'un compensateur de phase.

y crée un flux Φ_c, F_{cr} est la F.M.M. du rotor créée par le courant I_2 et qui est en phase avec lui et F_{cg} est la F.M.M. de l'enroulement court-circuité du stator. En choisissant convenablement le nombre de spires et les résistances des enroulements, on peut réduire pratiquement l'angle γ entre les vecteurs $\dot{E}_{2g}$ et $\dot{\Phi}_c$ à zéro et de ce fait la F.É.M. complémentaire E_c sera en avance sur la F.É.M. principale E_{2g} d'un angle $\alpha = 90°$ sans contenir la composante de vitesse $E_c \cos \alpha$. Pour cette raison le compensateur à enroulement statorique court-circuité assure pour les mêmes valeurs du courant I_2 une plus grande compensation et produit un moindre effet en ce

qui concerne le glissement qu'un compensateur sans enroulement statorique. Mais il est évident qu'un tel compensateur est de construction un peu plus compliquée.

La fig. 30-11 donne les caractéristiques $\cos \varphi_2 = f(P_2)$ d'un moteur qui fonctionne avec un compensateur de phase de ce type à deux régimes de vitesse de rotation: $n = 500$ tr/mn, courbe *1* et $n = 1000$ tr/mn, courbe *2*. Sur la même figure est indiquée la caractéristique de glissement $g = f(P_2)$. Nous voyons que pratiquement à toutes les charges, en commençant par les très petites, le compensateur à enroulement statorique court-circuité assure la marche du groupe avec un $\cos \varphi = 1$.

Lors du choix d'un moteur auxiliaire M_{aux} (voir fig. 30-5) il faut tenir compte du fait que dans le compensateur à enroulement statorique court-circuité la F.É.M. E_c est décalée par rapport au courant I_2 d'un angle $\beta < 90°$. Pour cette raison la puissance active, déterminée par l'expression $P_c = m_c E_c I_2 \cos \beta$, est fournie par le compensateur au circuit secondaire du moteur. Cette puissance est utilisée pour créer un couple moteur sur l'arbre du moteur principal et doit être compensée par le moteur auxiliaire M_{aux} par suite de quoi le glissement du moteur principal diminue un peu.

b) Compensateur de phase série. L'enroulement statorique peut être exécuté sous forme d'un enroulement phasique et branché en

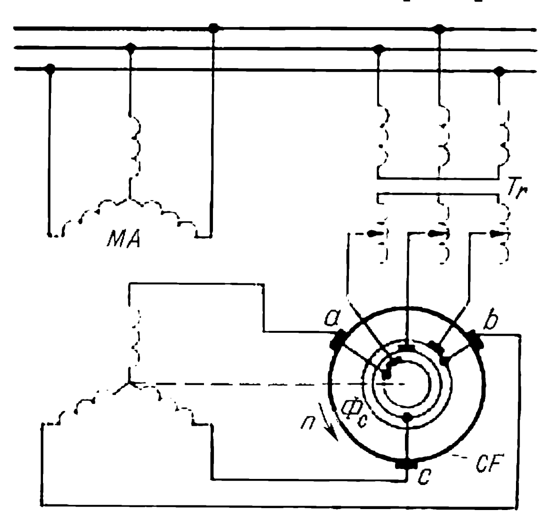


Fig. 30-12. Schéma d'un moteur asynchrone en cascade avec un convertisseur de fréquence.

série avec l'enroulement rotorique par l'intermédiaire des balais. Un tel compensateur de phase série donne pratiquement les mêmes

résultats qu'un compensateur à enroulement en court-circuit mais il est un peu plus compliqué que ce dernier.

c) Compensateur de phase du genre convertisseur de fréquence. On peut utiliser comme compensateur de phase un convertisseur de fréquence *CF* (§ 29-6) branché dans le circuit secondaire du moteur asynchrone *MA* selon le montage indiqué sur la fig. 30-12. Les deux machines sont calées sur le même arbre si leurs nombres de paires de pôles sont égaux, c'est-à-dire si $p_a = p_c$, ou sont couplées par l'intermédiaire d'une transmission par engrenages correspondante si $p_a \neq p_c$. Le sens de rotation du rotor et celui du flux Φ_c du convertisseur de fréquence doivent être choisis de façon que la fréquence de la F.É.M. E_c aux balais du collecteur du convertisseur soit égale à la fréquence de glissement du moteur principal *MA*. Le transformateur à prises *Tr* permet de régler la valeur de la tension appliquée au convertisseur de fréquence et de ce fait la valeur de la F.É.M. complémentaire E_c ; en faisant varier la position des balais $a - b - c$ sur le collecteur on peut changer la phase de la F.É.M. E_c. Si les balais $a - b - c$ sont montés de façon que les F.É.M. E_{2g} et E_c soient perpendiculaires l'une à l'autre, le convertisseur de fréquence assure seulement la compensation sans influer sur la caractéristique du glissement du groupe. Si la tension au collecteur n'est pas supérieure à 40 V, le rotor du convertisseur de fréquence peut être exécuté comme le rotor d'un compensateur à excitation purement rotorique. Les caractéristiques du groupe examiné sont les mêmes que celles des moteurs asynchrones compensés.

Chapitre XXXI

CONNEXIONS EN CASCADE DES MOTEURS ASYNCHRONES ET DES MOTEURS À COLLECTEUR

31-1. Généralités

Les machines asynchrones réunies en cascade sont des systèmes destinés au réglage progressif et économique de la vitesse de rotation des moteurs asynchrones par injection dans leur circuit secondaire d'une F.É.M. complémentaire. Simultanément la même F.É.M. peut être utilisée aussi pour le réglage du cos φ du groupe en cascade. De cette façon, les systèmes en cascade poursuivent le même but que le moteur Schrage-Richter (chap. XXIX), mais dans ce dernier la machine à collecteur, qui est la source de la F.É.M. complémentaire, est incorporée à la machine asynchrone principale. Cela permet de faire le moteur plus ramassé mais limite sa puissance maximale pour des raisons d'alimentation et de commutation du courant. Pour cette raison il est plus rationnel de construire les moteurs asynchrones de grande puissance en exécution normale et de disposer d'une ou de plusieurs machines à collecteur à courant continu ou à courant alternatif pour créer la F.É.M. complémentaire.

On trouve de nombreux systèmes de cascades et dans certains cas ils sont très compliqués.

On distingue surtout : a) les cascades mécaniques, où la puissance est transmise d'une machine à l'autre par l'arbre, b) les cascades électriques, où la puissance est transmise électriquement. De plus, on distingue les cascades où la valeur de la F.É.M. E_c : a) pratiquement ne dépend pas du courant de charge, b) dépend fortement du courant de charge et c) dépend seulement dans un certain degré de la charge. Dans le premier cas, la vitesse de rotation du moteur varie peu avec la charge, dans le deuxième cas, elle varie de façon très accusée et dans le troisième cas, la variation de la vitesse est de nature intermédiaire. Le premier type de cascade est appelé parallèle, le deuxième est appelé série et le troisième est dit mixte.

Les groupements en cascade des machines asynchrones sont utilisés dans les systèmes de commande à limites de réglage relativement étroites (voir § 31-3), car l'expérience montre que lorsque ces limites deviennent plus larges il est plus rationnel d'utiliser des moteurs à courant continu alimentés par des groupes convertisseurs spéciaux.

31-2. Cascade mécanique d'un moteur asynchrone avec commutatrice et avec moteur à courant continu utilisé comme machine régulatrice (cascade Kraemer)

La fig. 31-1 représente le schéma de principe de la cascade Kraemer à accouplement mécanique. La cascade comprend un moteur asynchrone à rotor bobiné *MA*, une machine à courant continu *CC* et

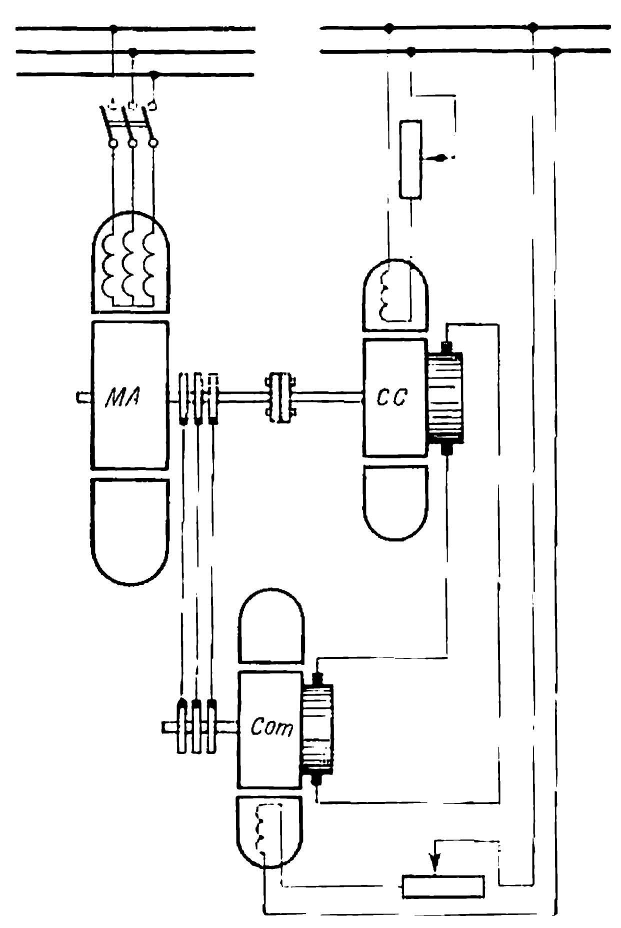


Fig. 31-1. Cascade mécanique suivant le système Kraemer pour une vitesse inférieure à celle de synchronisme.

une commutatrice *Com*. La machine *CC* est montée sur le même arbre que le moteur *MA*. Lors du travail normal de la cascade les bagues du moteur *MA* sont connectées aux bagues de la commutatrice excitée *Com* et les balais sur le collecteur de la commutatrice sont

réunis aux balais de la machine à courant continu excitée *CC*. Examinons le processus de réglage de la vitesse et du cos φ du groupe en cascade, en supposant que le couple résistant sur l'arbre reste constant, c'est-à-dire que C_{st} = const.

Admettons que le groupe en cascade soit connecté au réseau et tourne à la vitesse $n_c < n_1$, où n_1 est la vitesse de synchronisme du moteur *MA*. La commutatrice *Com* du.côté du courant alternatif marche en régime de moteur synchrone et transforme la puissance de glissement en puissance de courant continu. La machine *CC* marche en moteur et, en transformant la puissance électrique en puissance mécanique, rend à l'arbre du groupe en cascade la puissance de glissement moins les pertes dans les machines auxiliaires.

Si on augmente le courant d'excitation du moteur *CC*, alors au premier instant, lorsque le groupe en cascade continue à tourner par inertie à la vitesse précédente, la force contre-électromotrice du moteur *CC* augmentera, ce qui fera diminuer le courant I_a arrivant dans le moteur *CC* depuis la commutatrice *Com* ainsi que le courant I_2 venant du rotor du moteur *MA* dans la commutatrice *Com*. Cela provoquera une diminution du couple moteur *C* du moteur *MA* et par conséquent la naissance sur l'arbre du groupe d'un couple dynamique négatif car selon la condition C_{st} = const. La vitesse de rotation du groupe diminuera et pour cette raison le glissement du moteur *MA*, la fréquence et la tension aux bagues de la commutatrice *Com*, la vitesse de rotation de cette dernière et enfin les courants I_a et I_2 augmenteront. Ce processus continuera jusqu'au moment où le courant I_2 et le couple *C* du moteur asynchrone atteindront la valeur précédente.

Si on diminue le courant d'excitation du moteur *CC*, sa F.É.M. diminuera et tout le processus aura lieu dans l'ordre inverse. La vitesse du groupe augmentera, la fréquence de glissement diminuera et pour cette raison diminuera également la vitesse de la commutatrice *Com*. Au cas où la vitesse n_c du groupe en cascade est voisine de la vitesse de synchronisme n_1 du moteur *MA*, la commutatrice *Com* tourne à très faible vitesse déterminée par l'expression $n_{com} = f_2 : p_{com}$ et pratiquement joue seulement le rôle d'une résistance branchée dans le circuit secondaire du moteur asynchrone. Dans ces conditions la F.É.M. complémentaire introduite dans le circuit secondaire du moteur *MA* est nulle. Il en résulte que le groupe en cascade à accouplement mécanique permet de régler la vitesse du moteur *MA* seulement en diminuant celle-ci depuis la vitesse de synchronisme, c'est-à-dire qu'il représente un système dit *à réglage à une seule zone*.

Il résulte de ce que nous venons de dire que *le réglage de la vitesse de la cascade Kraemer est réalisé par variation du courant d'excitation de la machine à courant continu.*

Réglons la vitesse n_c du groupe en cascade de façon qu'elle soit inférieure à la vitesse de synchronisme n_1 et, en conservant inva-

riable l'excitation du moteur *CC* et le couple résistant C_{st}, faisons varier le courant d'excitation de la commutatrice *Com*. Vu que dans ce cas la fréquence et la tension U_2 aux bagues du moteur *MA* restent à peu près constantes, la commutatrice *Com* marche en moteur synchrone en régime de la courbe en U. L'accroissement du courant d'excitation de la commutatrice *Com* provoque l'apparition dans le circuit secondaire du moteur *MA* d'un courant I_2, en avance sur la tension U_2 aux bagues de ce moteur, et inversement: la diminution du courant d'excitation provoque le retard du courant I_2 sur la tension U_2. Il est à noter que le degré de réglage du cos φ du groupe en cascade dépend de la fréquence de glissement f_2 car pour de faibles fréquences le fonctionnement stable de la commutatrice *Com* en régime de moteur synchrone surexcité est impossible.

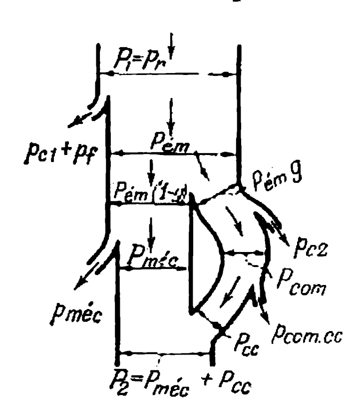


Fig. 31-2. Diagramme énergétique d'une cascade Kraemer pour une vitesse inférieure à celle de synchronisme.

Il résulte de ce que nous venons de dire que *le réglage du* cos φ *du groupe en cascade est réalisé par variation du courant d'excitation de la commutatrice.*

La fig. 31-2 représente le diagramme énergétique de la cascade Kraemer à accouplement mécanique, où $P_1 = P_r$ est la puissance absorbée par le moteur *MA* du réseau; $P_{ém} = P_1 - p_{c1} - p_f$ est la puissance électromagnétique du moteur *MA*; $P_{ém}(1 - g)$ est la puissance transmise par le moteur *MA* à l'arbre du groupe; $P_{ém}g$ est la puissance de glissement; p_{c2} est la puissance qui compense les pertes dans le cuivre du rotor du moteur *MA*; P_{com} est la puissance fournie à la commutatrice *Com*, $p_{com.cc}$ est la puissance qui compense les pertes dans les machines auxiliaires *Com* et *CC*; P_{cc} est la puissance transmise à l'arbre du groupe par la machine auxiliaire *CC*; $p_{méc}$ est la puissance qui compense les pertes par ventilation et les pertes mécaniques dans le moteur *MA*; $P_{méc}$ est la puissance mécanique développée par le moteur *MA* sur l'arbre du groupe en cascade *MA* — *Com* — *CC* et $P_2 = P_{méc} + P_{cc}$ est la puissance mécanique utile sur l'arbre du groupe.

Selon le schéma de la fig. 31-1 et le diagramme énergétique représenté sur la fig. 31-2, le rendement du groupe en cascade est:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1 + U_{exc} i_{exc}} \cdot 100\%,$$

où $U_{exc} i_{exc}$ est la puissance qui compense les pertes dans les circuits d'excitation des machines auxiliaires *Com* et *CC*. Il résulte du diagramme énergétique de la fig. 31-2 que lorsqu'on néglige les

pertes dans le groupe en cascade la puissance de la commutatrice *Com* doit être égale à la puissance de la machine *CC* qui à son tour est proportionnelle à la valeur limite du glissement g pour laquelle le groupe est prévu.

Par exemple, lors du réglage de la vitesse du groupe jusqu'à 50 %, la puissance de la commutatrice *Com*, pour l'admission indiquée, sera $P_{ém}g = P_{ém}0{,}5 \approx 0{,}5P_1$. La puissance de la machine à courant continu doit être de la même valeur.

31-3. Groupe en cascade à accouplement électrique (système Scherbius)

Le schéma de principe du groupe à accouplement électrique est représenté sur la fig. 31-3. A la différence du schéma de la fig. 31-1, la machine *CC* est accouplée mécaniquement avec la machine asynchrone *ma* et avec le moteur principal *MA* elle est réunie seulement électriquement. Ce schéma, comme le schéma précédent, permet de régler la vitesse en la diminuant depuis la valeur de synchronisme.

Le diagramme énergétique de ce groupe pour une vitesse subsynchrone est indiqué sur la fig. 31-4. Dans ce cas, la puissance du système primaire du moteur P_1 est égale à la somme des puissances du réseau P_r et du circuit secondaire du groupe régulateur P_g, c'est-à-dire $P_1 = P_r + P_g$.

La puissance P_1 moins les pertes $p_{c1} + p_f$ dans l'enroulement et dans le fer du stator est transformée en puissance électromagnétique $P_{ém}$ qui se divise en puissance $P_{ém}(1 - g)$, transmise au rotor du moteur *MA*, et en puissance de glissement $P_g = P_{ém}g$, transmise au groupe régulateur; ainsi, $P_{ém} = P_{ém}(1 - g) + P_{ém}g$.

La puissance $P_{ém}(1 - g)$ est transformée en puissance mécanique totale du moteur $P_{méc}$; en retranchant de cette puissance les pertes mécaniques et les pertes supplémentaires dans le fer $p_{méc}$, on obtient la puissance mécanique utile du moteur *MA* qui lors de l'accouplement électrique de ce moteur avec le groupe régulateur est la puissance sur l'arbre du groupe entier P_2; ainsi, $P_2 = P_{méc} - p_{méc}$.

La puissance P_b, reçue par le groupe régulateur depuis les bagues du moteur *MA*, est égale à la puissance de glissement $P_{ém}g$ moins les pertes p_2 dans le circuit secondaire du moteur, c'est-à-dire $P_b = P_{ém}g - p_2$. Enfin, en retranchant de la puissance P_b les pertes dans le groupe régulateur p_g, on obtient la puissance P_g rendue par le groupe régulateur aux bornes du circuit primaire du moteur; on a donc $P_g = P_b - p_g$.

En comparant les diagrammes énergétiques des fig. 31-2 et 31-4 on voit que le groupe en cascade réalisé suivant le montage à accouplement mécanique fonctionne de façon la plus économique lorsque la puissance sur son arbre est constante, tandis que le groupe en cascade à accouplement électrique marche de façon la plus économique lorsque le couple est constant.

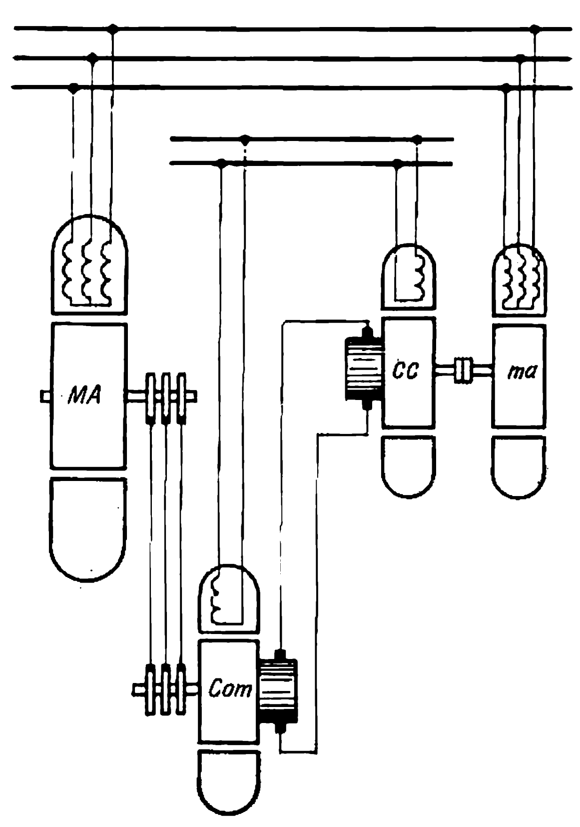


Fig. 31-3. Machine en cascade avec accouplement électrique pour une vitesse inférieure à celle de synchronisme.

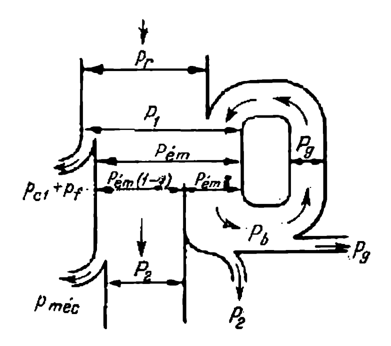


Fig. 31-4. Diagramme énergétique d'un groupe en cascade avec accouplement électrique pour une vitesse inférieure à celle de synchronisme.

31-4. Caractéristiques des groupes en cascade à accouplements mécanique ou électrique

a) Caractéristiques du groupe en cascade mécanique suivant le système Kraemer. Le système Kraemer est généralement utilisé pour actionner les laminoirs. Pour réduire les pointes du courant pris au réseau alimentant le groupe, le moteur asynchrone a un arbre commun avec un volant. L'utilisation efficace de l'énergie

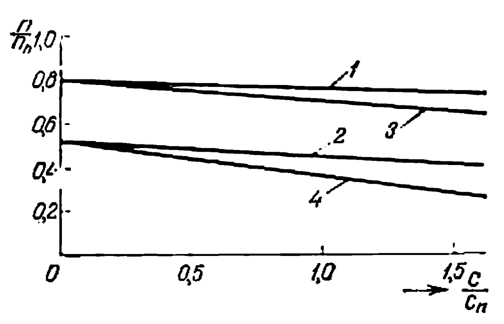


Fig. 31-5. Courbes $n = f(C)$ d'une cascade Kraemer.

cinétique du volant est assurée lorsque la caractéristique mécanique du groupe $n = f(C)$ a une forme douce (courbes *3* et *4* sur la fig. 31-5). A cette fin sur les pôles principaux du moteur *CC* (fig. 31-1) on dispose un enroulement d'excitation série de façon que la F.M.M.

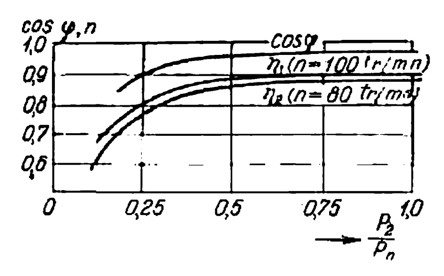


Fig. 31-6. Courbes de η et $\cos\varphi = f(P_2)$ d'une cascade Kraemer.

créée par cet enroulement soit dirigée dans le même sens que la F.M.M. engendrée par l'enroulement en dérivation; on peut obtenir le même résultat à l'aide d'un groupe d'excitation spécial.

La cascade Kraemer permet de régler la vitesse du moteur asynchrone en la réduisant jusqu'à 50 % de la vitesse de synchronisme. La fig. 31-5 donne les courbes $n = f(C)$ de la cascade Kraemer pour deux échelons de vitesse. Les courbes *1* et *2* correspondent au fonctionnement du groupe sans enroulement d'excitation série, et les courbes *3* et *4*, avec cet enroulement.

Comme nous l'avons déjà indiqué (§ 31-2), le réglage de la vitesse du groupe se fait par surexcitation de la commutatrice. Mais une forte surexcitation de la commutatrice diminue le rendement du groupe par suite de l'accroissement des pertes dans cette dernière. Pour cette raison il est rationnel d'amener le facteur de puissance du groupe à 0,96 environ. Pour maintenir le cos φ du groupe à vitesse variable à sa valeur maximale, on place sur les pôles de la commutatrice, en plus de l'enroulement d'excitation à alimentation indépendante, un autre enroulement en dérivation connecté aux bornes à courant continu de la commutatrice.

La fig. 31-6 donne les caractéristiques du cos φ et du rendement η de la cascade Kraemer de 2 200 kW, pour $n = 125$ tr/mn, 5 500 V, 50 Hz selon la puissance fournie P_2 pour deux vitesses: $n = 100$ tr/mn et $n = 80$ tr/mn.

b) Caractéristiques d'un groupe en cascade électrique selon le système Scherbius. Au début le montage de Scherbius était exécuté seulement pour le réglage à une zone de la vitesse réduite par rapport

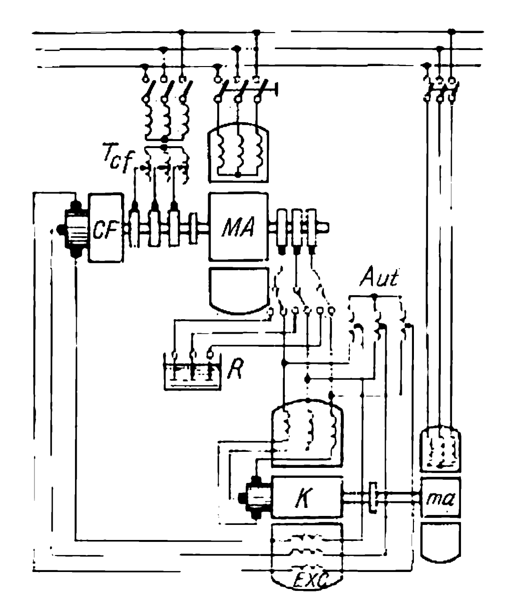


Fig. 31-7. Cascade Scherbius pour le réglage de la vitesse à deux zones

à celle de synchronisme, mais en 1916 on a élaboré un montage à réglage de la vitesse à deux zones qui est assez répandu.

La fig. 31-7 représente le schéma de principe de la cascade Scherbius pour le réglage de la vitesse à deux zones. Comme machine régulatrice à collecteur on introduit dans le circuit secondaire du

moteur asynchrone *MA*, dont on veut régler la vitesse, un générateur compensé à collecteur *K* à excitation disposée sur le stator (voir la description de cette machine dans le chapitre suivant). L'enroulement d'excitation *Exc* du générateur à collecteur est connecté, d'une part, aux bornes principales par l'autotransformateur *Aut* et, d'autre part, aux balais du convertisseur de fréquence *CF* calé sur le même arbre que le moteur asynchrone et branché sur le même réseau que le moteur par l'intermédiaire du transformateur T_{cf} dont l'enroulement secondaire est à prises. Le générateur à collecteur *K* et l'autotransformateur *Aut* servent à régler la vitesse et le cos φ du groupe en régimes de marche assez éloignés de la vitesse de synchronisme. Au fur et à mesure qu'on s'approche de la vitesse de synchronisme la tension aux bagues du moteur asynchrone diminue de plus en plus et l'action du générateur *K* et de l'autotransformateur devient insuffisante. Pour cette raison on ne peut pas amener le groupe en cascade à une vitesse supérieure à 95 ou 96 % de la vitesse de synchronisme.

Pour passer au-delà de la vitesse de synchronisme et obtenir un système à réglage de la vitesse à deux zones il faut introduire dans le circuit d'excitation *Exc* du générateur à collecteur une F.É.M. telle qu'elle pourrait engendrer un courant d'excitation à la vitesse de synchronisme et aux vitesses voisines de celle-ci. On utilise à cette fin un petit convertisseur de fréquence *CF* (§ 29-6) et la F.É.M. introduite par celui-ci dans le circuit d'excitation *Exc* est réglée en grandeur à l'aide du transformateur T_{cf} et en phase, en déplaçant les balais sur le collecteur du convertisseur. De cette façon, pour une vitesse voisine de celle de synchronisme le convertisseur de fréquence peut influer sur la vitesse du groupe en cascade et sur son cos φ.

Lorsque le groupe en cascade surpasse la vitesse de synchronisme les fins et les commencements de l'enroulement d'excitation *Exc* doivent changer de place conformément à la variation du signe de glissement du moteur asynchrone.

La machine à collecteur, utilisée dans le groupe de la fig. 31-7, peut être exécutée pour les puissances de 1 000 à 1 100 kVA, avec la fréquence maximale de 12 à 16 Hz. Pour cette raison, lors du réglage de la vitesse du groupe dans les limites de ±25 % sa puissance peut atteindre 4 000 kW variant, lors du réglage de la vitesse, de 3 000 à 5 000 kW.

Chapitre

XXXII

GÉNÉRATEURS POLYPHASÉS À COLLECTEUR

32-1. Principe de fonctionnement et principales relations

Dans un générateur synchrone la F.É.M. et la fréquence sont directement liées. Mais dans certains cas, il faut réaliser une courbe caractéristique de la tension qui ne dépend pas de la fréquence de la tension ou qui est liée à elle par une loi déterminée, par exemple par une relation quadratique. Il est particulièrement important de pouvoir obtenir une tension triphasée de valeur requise à fréquence nulle. Vu qu'un générateur synchrone ne peut pas satisfaire à cette exigence, on utilise à cette fin un générateur polyphasé à collecteur.

Les générateurs à collecteur sont fabriqués sous forme des machines à pôles saillants à trois ou à six pièces polaires par double pas polaire et des machines à pôles lisses analogues aux machines asynchrones normales. Nous décrirons seulement deux alternateurs: 1) l'alternateur compensé à collecteur, à pôles saillants, à enroulement d'excitation sur le stator de type Scherbius et 2) l'alternateur compensé à collecteur, à pôles lisses, à enroulement d'excitation sur le stator ou sur le rotor (alternateur à collecteur du système N. Yapolski et M. Kostenko).

32-2. Générateur compensé à collecteur à pôles saillants à enroulement d'excitation sur le stator (générateur Scherbius)

Le schéma de principe de ce générateur à trois pièces polaires par double pas polaire est indiqué sur la fig. 32-1. Les phases A_1, B_1, C_1 du système d'excitation sont placées sur les pièces polaires correspondantes et forment trois flux pulsatoires décalés de 120° dans l'espace et dans le temps.

L'enroulement rotorique est exécuté selon le type d'un enroulement à courant continu à deux couches avec raccourcissement du pas de $\frac{1}{3}\tau$. Grâce à cela les sections commutées se trouvent dans l'espace entre les pôles saillants. Cela permet d'améliorer la commutation de la machine en utilisant les pôles auxiliaires avec enroulements série et parallèle. Le but qu'on poursuit est le même que dans les machines monophasées série (§ 28-3), voire: l'enroulement

série des pôles auxiliaires crée une F.É.M. qui compense la F.É.M. de réaction de la section en commutation et l'enroulement parallèle, branché en dérivation sur l'enroulement d'excitation (il n'est pas indiqué sur la fig. 32-1), engendre une F.É.M. qui compense la F.É.M. de transformation de la même section. Grâce à cela la commutation dans l'alternateur est satisfaisante. Mais il faut avoir en vue que la courbe de la F.M.M. de l'induit triphasé, exécuté avec un pas raccourci $y = \frac{2}{3}\tau$, diffère beaucoup d'une courbe sinusoïdale,

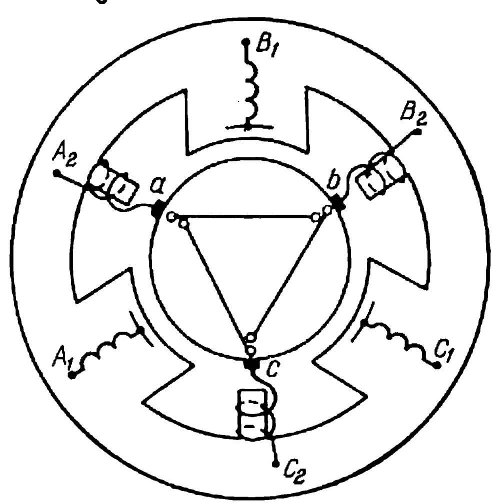


Fig. 32-1. Générateur compensé à pôles saillants avec enroulement d'excitation disposé sur le stator.

qu'elle n'est pas symétrique et change fortement sa forme en fonction du temps. Pour compenser une telle F.M.M. on place sur les pièces polaires du stator un enroulement de compensation d'exécution spéciale qui permet de compenser entièrement la F.M.M. d'induit avec un schéma très simple de branchement du circuit extérieur aux bornes de l'alternateur.

Comme nous l'avons déjà dit, le générateur Scherbius peut être fabriqué pour des puissances atteignant 1 000 kVA à fréquence de 12 à 15 Hz et trouve emploi dans les installations en cascade ainsi qu'en qualité de compensateur servant à améliorer le cos φ des moteurs asynchrones.

32-3. Générateur compensé à collecteur à pôles lisses

Le générateur peut être fabriqué soit avec enroulement d'excitation situé sur le stator, soit avec enroulement d'excitation situé sur le rotor. Le schéma de principe d'un générateur avec enroulement

d'excitation situé sur le stator est représenté sur la fig. 32-2. L'enroulement d'excitation B à nombre de spires w_b est disposé sur le stator et est exécuté comme un enroulement à courant alternatif normal. Il peut être couplé en étoile ou en triangle et être connecté aux bornes $A_1 - B_1 - C_1$ qui représentent les bornes extérieures du système d'excitation du générateur. On dispose sur le stator un autre enroulement C à nombre de spires w_c, appelé enroulement de compensation. Il est également exécuté comme un enroulement à courant alternatif et est placé dans les mêmes encoches que l'enroulement B. Les

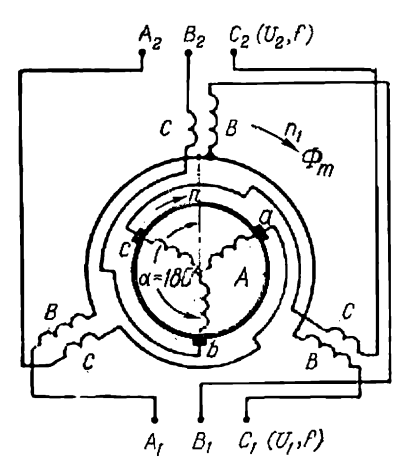


Fig. 32-2. Générateur compensé à pôles lisses avec enroulement d'excitation disposé sur le stator.

extrémités des phases de l'enroulement de compensation d'un côté sont sorties aux bornes $A_2 - B_2 - C_2$ qui sont les principales bornes de la machine et de l'autre côté sont connectées aux balais $a - b - c$ placés sur le collecteur du rotor du générateur.

Enfin, sur le rotor on dispose l'enroulement A à nombre de spires w_a qui est un enroulement fermé à courant continu avec collecteur, branché par l'intermédiaire des balais $a - b - c$ en série avec l'enroulement C.

Les nombres de spires des enroulements w_a et w_c se trouvent dans un rapport déterminé, c'est-à-dire que le nombre actif de spires de la phase de l'enroulement rotorique, ramené à une étoile équivalente, doit être égal au nombre actif de spires de la phase de l'enroulement de compensation, c'est-à-dire que $w_a k_{ba} = w_c k_{bc}$. Lorsque les balais sont placés dans la position $\alpha = 180°$, la machine acquiert les propriétés d'un générateur compensé à collecteur. Nous considérerons cette position des balais comme position principale. La fig. 32-3 donne le schéma de principe d'un générateur à collecteur avec un enroulement d'excitation situé sur le rotor. Ce schéma dif-

fère du schéma précédent seulement par ce que l'enroulement d'excitation B à nombre de spires w_b est placé dans les encoches du rotor avec l'enroulement rotorique ; en trois points symétriques l'enroulement d'excitation est connecté aux bagues d'où par l'intermédiaire des balais il est sorti aux bornes A_1, B_1 et C_1 du système d'excitation.

Examinons d'abord le principe de fonctionnement d'un générateur à collecteur avec enroulement d'excitation disposé sur le stator

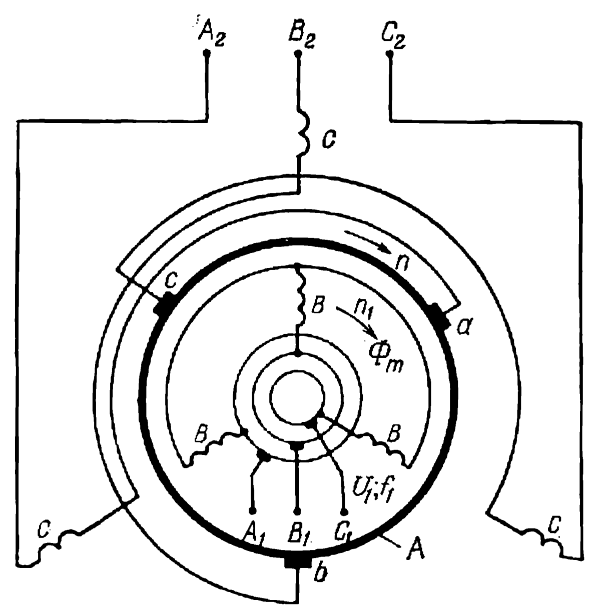


Fig. 32-3. Générateur compensé à pôles lisses avec enroulement d'excitation disposé sur le rotor.

(fig. 32-2). Appliquons aux bornes A_1, B_1, C_1 la tension U_1 du réseau de fréquence f. Dans la machine prend naissance un flux Φ_m qui tourne à la vitesse n_1 dans le sens des phases de l'enroulement d'excitation. Faisons tourner le rotor du générateur à vitesse constante n dans le sens de rotation du flux Φ_m. Dans l'enroulement w_a du rotor prend alors naissance une F.É.M. E_a de valeur

$$E_a = \pi \sqrt{2} (f - f_{\text{rot}})\, w_a k_{ba} \Phi_m, \qquad (32\text{-}1)$$

où $f_{\text{rot}} = pn$. Mais vu que le flux Φ_m tourne par rapport aux balais immobiles a, b, c à vitesse totale n_1, la fréquence de la F.É.M. E_a aux balais est égale à la fréquence f du système d'excitation.

Dans l'enroulement de compensation w_c prend naissance une F.É.M. E_c ayant une fréquence f et déterminée par l'expression :

$$E_c = \pi \sqrt{2}\, f w_c k_{bc} \Phi_m. \qquad (32\text{-}2)$$

Les enroulements A et C sont connectés en série et leurs axes forment un angle de 180°. Pour cette raison aux bornes principales A_2, B_2, C_2 prend naissance une tension U_2 déterminée par l'expression :

$$U_2 = E_c - E_a = \pi\sqrt{2}\, f_{rot} w_a k_{ba} \Phi_m + \\ + \pi\sqrt{2}\, f\,(w_c k_{bc} - w_a k_{ba})\,\Phi_m. \quad (32\text{-}3)$$

Vu que la machine est compensée, le second membre de l'équation (32-3) est égal à zéro et pour cette raison

$$U_2 = \pi\sqrt{2}\, f_{rot} w_a k_{ba} \Phi_m. \quad (32\text{-}4)$$

De cette façon, aux bornes principales du générateur $A_2 - B_2 - C_2$ agit une tension U_2 dont la valeur dépend, comme dans les

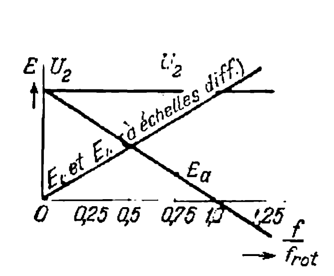


Fig. 32-4. Courbes E_c, E_a et $E_b = f\left(\frac{f}{f_{rot}}\right)$ pour Φ_m = const et f_{rot} = const.

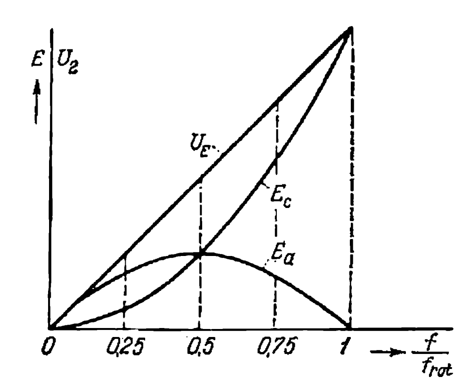


Fig. 32-5. Courbes E_c, E_a et $U = f\left(\frac{f}{f_{rot}}\right)$ pour $\Phi_m \equiv f$ et f_{rot} = const.

machines à courant continu, de la vitesse de rotation n du rotor du générateur, du nombre de spires actives de l'enroulement rotorique et de la valeur du flux Φ_m. La fréquence de cette tension est égale à la fréquence f de la tension d'excitation U_1. Dans l'enroulement d'excitation est induite une F.É.M.

$$E_b = \pi\sqrt{2} f w_b k_{bb} \Phi_m. \quad (32\text{-}5)$$

La fig. 32-4 donne les caractéristiques de U_2, de ses composantes E_c et E_a ainsi que de E_b en fonction de la fréquence f, le flux Φ_m et la vitesse de rotation du rotor n étant constants. La fig. 32-5 donne les mêmes relations mais à condition que $\Phi_m \equiv f$ et f_{rot} = const.

Vu que la tension U_2 aux bornes du générateur compensé à collecteur, selon la formule (32-4), est déterminée par la vitesse de rotation de son rotor, U_2 est appelée F.É.M. de rotation. On peut

donc dire que la tension aux bornes d'un générateur compensé à collecteur est égale à sa F.É.M. de rotation.

Les relations obtenues resteront également inchangées si nous faisons tourner le rotor dans le sens opposé au flux Φ_m. Mais dans un générateur à enroulement d'excitation disposé sur le stator on ne doit pas le faire car cela provoque l'accroissement des pertes dans le fer du rotor et rend plus difficiles les conditions de commutation.

Examinons maintenant le principe de fonctionnement d'un générateur à collecteur à enroulement d'excitation disposé sur le rotor (fig. 32-3).

Appliquons aux bornes $A_1 - B_1 - C_1$ de l'enroulement d'excitation B une tension U_1 à fréquence f et faisons tourner le rotor à la vitesse n dans un sens donné, par exemple dans celui du flux Φ_m. En raisonnant comme précédemment nous obtiendrons également la formule (32-4), c'est-à-dire que, toutes les autres conditions étant les mêmes, les tensions U_2 aux bornes des générateurs des deux types sont égales. Mais dans un générateur à enroulement d'excitation situé sur le rotor la fréquence de la tension U_2 est déterminée par la fréquence du courant d'excitation et la vitesse de rotation du rotor selon la formule (27-21). Il en résulte que dans le cas considéré nous avons $f_2 = f + f_{\mathrm{rot}}$. Si le rotor tourne en sens opposé à celui du flux Φ_m, on a $f_2 = f - f_{\mathrm{rot}}$.

32-4. Puissance d'un générateur à collecteur

D'après les schémas des fig. 32-2 et 32-3 nous voyons que l'enroulement d'excitation B est couplé magnétiquement avec l'enroulement C situé sur le stator et l'enroulement A disposé sur le rotor, vu que les axes de tous ces enroulements coïncident dans l'espace ou forment un angle $\alpha = 180°$. Pour cette raison dans le cas général la puissance électromagnétique d'un générateur à collecteur $P_{\mathrm{ém}}$ comprend la puissance P_1, fournie au générateur par l'arbre du moteur primaire qui actionne le générateur, et la puissance de transformation P_{tr} qui correspond au couplage magnétique des enroulements. On a donc:

$$P_{\mathrm{ém}} = P_1 + P_{\mathrm{tr}}.$$

Multiplions les deux parties de l'équation (32-3) par I_2; on a alors:

$$U_2 I_2 = \pi \sqrt{2}\, f_{\mathrm{rot}} w_a k_{\mathrm{ba}} \Phi_m I_2 + \pi \sqrt{2}\, f\, (w_c k_{\mathrm{bc}} - w_a k_{\mathrm{ba}})\, \Phi_m I_2. \qquad (32\text{-}6)$$

Dans le membre de gauche de l'égalité nous avons la puissance qui correspond à la puissance $P_{\mathrm{ém}}$; le premier terme dans le membre de droite de l'égalité, déterminé par la vitesse de rotation du rotor n, correspond à la puissance P_1 et le second terme, déterminé par la fréquence du système d'excitation, correspond à la puissance P_{tr}. Nous voyons que pour un générateur entièrement compensé

($w_c k_{bc} = w_a k_{ba}$, $\alpha = 180°$) la puissance de transformation $P_{tr} = 0$; autrement dit, le système d'excitation fournit au générateur à collecteur, indépendamment de son régime de marche, seulement une puissance réactive qui correspond au courant magnétisant (nous négligeons les pertes). En cas de surcompensation ($w_c k_{bc} > w_a k_{ba}$) ou sous-compensation ($w_c k_{bc} < w_a k_{ba}$), la puissance $P_{tr} \neq 0$. Ainsi lorsque dans un générateur à enroulement d'excitation situé sur le stator le rotor tourne dans le sens de rotation du flux Φ_m (fig. 32-2), les fréquences f_{rot} et f doivent être considérées comme ayant le même signe. Dans ce cas, lorsque la machine est surcompensée, la puissance P_{tr} est positive, c'est-à-dire qu'elle arrive aux bornes $A_2 - B_2 - C_2$ du circuit de travail du générateur en venant du système d'excitation; lorsque la machine est sous-compensée un phénomène inverse a lieu, c'est-à-dire que la puissance P_{tr} vient de l'arbre du moteur primaire pour arriver dans le système d'excitation.

32-5. Commutation dans un générateur à collecteur

Si une machine à collecteur à courant alternatif fonctionne en moteur, ses dimensions et en particulier les dimensions du collecteur dépendent de la F.É.M. de transformation qui se développe dans les sections court-circuitées par le balai au démarrage et qui à ces moments ne peut pas être compensée par les F.É.M. de commutation. Au contraire, lorsque la machine fonctionne en générateur à collecteur à vitesse constante et avec le sens correspondant de rotation du champ et du rotor (par exemple dans un générateur à enroulement d'excitation situé sur le stator, le champ et le rotor tournant dans le même sens), la F.É.M. résultante de la section court-circuitée est déterminée par la différence entre la F.É.M. de transformation E_{tr} et la F.É.M. de rotation E_{rot} induites dans cette section. Il en résulte que lorsque le rotor tourne au synchronisme avec le champ, la F.É.M. E_{tr} est entièrement compensée par la F.É.M. E_{rot} et dans ces conditions on n'a pas besoin d'une F.É.M. complémentaire quelconque. Lorsque le rotor tourne à une vitesse inférieure ou supérieure à celle du champ, la F.É.M. résultante dans la section court-circuitée est compensée à l'aide des pôles auxiliaires des enroulements d'excitation série et parallèle. Il résulte de tout ce que nous venons de dire que les conditions de commutation dans un générateur à collecteur sont très bonnes.

32-6. Emploi du générateur à collecteur

Le générateur à collecteur permet de régler la vitesse de rotation d'un moteur asynchrone par variation de la fréquence, la vitesse du moteur primaire actionnant le générateur étant constante. La

fig. 32-6 représente le schéma de commande d'un ventilateur. Sur le schéma, *MA* est un moteur asynchrone destiné à actionner un ventilateur ou une hélice de navire; *GC* est un générateur compensé à collecteur à enroulement d'excitation situé sur le stator selon le schéma de la fig. 32-2; *ExcS* est une excitatrice synchrone alimentant l'enroulement d'excitation *B* du générateur et actionnée par un moteur à courant continu *MCC* à vitesse réglable dans les limites requises. La puissance du générateur *GC* doit être égale à celle du moteur asynchrone; la puissance de l'excitatrice en volt-ampères est de 25 à 35 % de la puissance du générateur *GC*; la

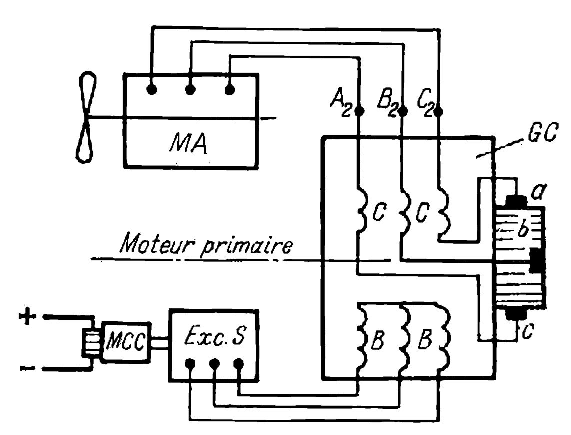


Fig. 32-6. Régulatio de la vitesse à l'aide d'un générateur compensé à collecteur avec enroulement d'excitation situé sur le stator.

puissance du moteur à courant continu, lorsque le générateur est entièrement compensé, est dépensée seulement pour compenser les pertes du groupe d'excitation.

Le générateur *GC* est actionné à vitesse constante par un moteur primaire quelconque et a une fréquence fixée par la fréquence du groupe d'excitation; la tension U_2 aux bornes $A_2 - B_2 - C_2$ du générateur *GC* dépend, selon la formule (32-4), de la vitesse de rotation n du rotor du générateur et de la valeur du flux Φ_m créé par l'excitatrice synchrone. Le réglage de la vitesse du moteur asynchrone se fait par variation de la vitesse du moteur à courant continu, c'est-à-dire du côté du circuit d'excitation du générateur *GC*. Il en résulte que lors du réglage simultané de la fréquence et de la tension du circuit d'excitation ce système représente un système à courant alternatif, analogue au système Léonard à courant continu.

En plus des installations du type décrit, le générateur à collecteur peut être utilisé dans certaines installations spéciales, par exemple pour la commande des rouleaux transporteurs.

Index

A NOS LECTEURS

Les Editions Mir vous seraient très reconnaissantes de bien vouloir leur communiquer votre opinion sur le contenu de ce livre, sa traduction et sa présentation, ainsi que toute autre suggestion.

Notre adresse: Editions Mir,
1er Rijski péréoulok, 2,
Moscou, U.R.S.S.

Imprimé en Union Soviétique